



TITLE:

閉鎖性海域の潮流と海水交換に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

大年, 邦雄

CITATION:

大年, 邦雄. 閉鎖性海域の潮流と海水交換に関する研究. 京都大学, 1994, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1994-09-24

URL:

<https://doi.org/10.11501/3079260>

RIGHT:

③

閉鎖性海域の潮流と海水交換 に関する研究

平成 6 年 3 月

大 年 邦 雄

目 次

第1章 緒 論	1
第2章 湾域における水理現象の基本的特性とその解析法	7
第1節 概 説	7
第2節 外海－内湾系の潮位変動	7
2.1 摩擦項を非線形とした取り扱い	7
2.2 摩擦項を線形とした取り扱い	10
2.3 潮位変動特性	11
第3節 海洋拡散	13
3.1 海域における拡散係数の推定法	13
3.2 瞬間点源からの拡散	14
3.3 瞬間点源拡散実験の整理法	15
3.4 粒子群の拡散追跡法	16
3.5 粒子群分散法	17
第4節 海水交換	19
4.1 オイラー的な取扱い	20
4.2 ラグランジュ的な取扱い	21
4.3 滞留時間の取扱い	22
4.4 タンクモデルによる取扱い	22
第5節 結 語	25
第3章 潮流と海水交換の数値モデル	29
第1節 概 説	29
第2節 潮流の数値モデル	29
2.1 基礎方程式	29
2.2 基礎方程式の差分化	30
2.3 計算式および計算手順	33
第3節 海水交換の数値モデル	37
3.1 オイラー・ラグランジュ法の基本的な考え方	37
3.2 海水粒子の追跡法	37
第4節 結 語	39

第4章 潮流の水理模型実験法に関する研究	41
第1節 概説	41
第2節 水理相似則	41
2.1 潮流の相似則	41
2.2 拡散現象の相似則	43
第3節 実験装置および実験方法	44
第4節 結語	47
第5章 主流部－内湾系の海水交換に関する研究	49
第1節 概説	49
第2節 実験装置および方法	49
第3節 潮流特性	50
3.1 流速ベクトル	50
3.2 剥離渦流の発達過程	63
3.3 湾内循環と交換量の時間的变化	67
第4節 海水交換特性	68
4.1 水塊の移動過程	68
4.2 タンクモデルによる定式化	72
4.3 一次元拡散方程式による定式化	73
第5節 潮流と海水交換に関する数値シミュレーション	75
5.1 潮流計算における境界条件	75
5.2 潮流の特性	76
5.3 海水交換の特性	76
第6節 結語	83
第6章 海峡部を通じての外海－内湾系の海水交換に関する研究	85
第1節 概説	85
第2節 実験装置および方法	85
第3節 潮流特性	87
3.1 流速ベクトルおよび流況パターン	87
3.2 環流の特性	92
第4節 海水交換機構	92
4.1 水塊の移動過程	92
4.2 交換係数	94
4.3 拡散係数	97
4.4 平均滞留時間	99

第5節 海水交換の数値シミュレーション	100
5.1 シミュレーションの概要	100
5.2 計算結果および検討	100
第6節 結語	104
第7章 大阪湾の潮流特性に関する研究	107
第1節 概説	107
1.1 研究の目的	107
1.2 大阪湾の概要	107
第2節 実験装置および方法	111
2.1 水理模型	111
2.2 模型の調整	111
2.3 実験方法	111
第3節 全域の潮流特性に関する検討	114
3.1 潮流の時間的变化	114
3.2 潮汐残渣流	128
3.3 沖ノ瀬環流	128
3.4 流動軌跡	132
3.5 大阪湾内水の平均滞留時間	132
第4節 海峡部での海水交換に関する検討	134
4.1 海峡部における海水交換の様式	134
4.2 明石海峡における海水交換特性	135
4.3 友ヶ島水道における海水交換特性	139
4.4 海水交換係数	139
第5節 潮流と海水交換に関する数値シミュレーション	143
5.1 潮流計算条件の吟味	143
5.2 仮想粒子の配置と追跡法	145
5.3 数値計算結果	148
第6節 結語	156
8章 結 論	159

内湾域とは、海と陸とが接する部分の海側で、湾口部が狭いような海域をいう。このような内湾域は比較的波が穏やかであり、古くから人間の活動に利用されてきている。東京、大阪、名古屋などの都市が内湾域の背後圏として発達してきたのもその利用形態の一つの結果と思われる。近年に至っては、都市や工業の発展の中心地として、また輸送機関の中継地としても繁栄を遂げている。さらに最近は、人々の憩いの場としても関心が持たれてきている。このように多目的に利用され、その社会的重要性に関する認識はますます深まってきている。しかし、人口の密集化や化学工業の急激な進展にともない、種々の物質が多量に搬入され自然の調和が崩されて、水質や底質の汚染が進行してきたことも事実である。

上述したような内湾域は、外海水と接する湾口部が狭いため、湾口部を通しての湾内水と外海水との交換性があまり良くない（閉鎖性が高い）ことが知られている。表-1.1 は、我が国の代表的な内湾とその諸特性を示したものである¹⁾。表中の閉鎖度指標 E.I. (Enclosed Index) は、湾の面積 S、湾口幅 W、湾内最大水深 D₁、湾口での最大水深 D₂、といった湾域の幾何形状に基づいて評価されている指標で、水流の流動構造には基づいていないが、内湾域の閉鎖性を定量評価する一つの目安となる。閉鎖度指標が 2 以上の場合が閉鎖性の内湾域と分類される¹⁾。これを見ると、東京湾、伊勢湾、三河湾、大阪湾、広島湾、瀬戸内海、鹿児島湾等の背後に大都市を抱える内湾の殆どが閉鎖性の高い海域であることがわかる。ちなみに、日本の海岸線の総延長 3.4 万 km のうち、閉鎖性内湾・内海は約 31.7%、開口性湾域は約 15.0%、外海性沿岸域は 53.3% という構成になっている²⁾。

現在、このような内湾が今後の開発の場として注目されており、全国各地で種々のプロジェクトが構想・立案されている³⁻⁵⁾。殆どのプロジェクトは沿岸の埋め立てを伴うものであり、その実行には慎重な配慮すなわち環境アセスメントが要求される。埋め立てに関する環境アセスメントは種々の観点から実施されねばならないが^{6, 7)}、今、埋立地の存在に起因する『海象の変化』という観点からこの問題を考えると、図-1.1 のように要約されるものと思われる。ここでは海象の変化を、1) 生物生息空間の変化、2) 水質の変化、3) 水流の変化、4) 地形の変化、の 4 項目で捉えている。勿論、これらの変化は単独には起こり得ず相互依存の関係にある。注意しなければならないことは、これらの変化は物質循環の変化として捉えられるが、画一的な議論や普遍的なモデル化は困難であり、対象とする場に固有なものであることが多いことである。また、『変化』には空間スケールと時間スケールの 2 つの尺度があり、着目する現象に応じた取り扱いが必要となることである。すなわち、空間スケール軸と時間スケール軸から成る平面上で変化を認識する必要がある。

これらの変化の予測に対しては、地形・気象・海象などの自然条件が類似している他の地域での事例から類推するか、または現象を単純化したモデルに依らなければならない。前者の場合は、過去の

表-1.1 我が国の代表的な内湾の特性

海 域	湾 口 区 分	湾 容 積 V (*10 ⁹ m ³)	年平均流入水量 Q (*10 ⁹ m ³ /日)	流入水量比 Q _r =Q/V (*1/10 ³ /日)	湾長比 L/W	閉鎖度指標 E. I. = $\frac{\sqrt{S D_1}}{W D_2}$
秋田湾	塩竈崎～雄物川河口	6.54	26.2	4.01	0.44	0.47
東京湾	富津岬～観音崎	14.9	20.5	1.38	6.7	4.2
伊勢湾	伊良湖岬～ 谷志島～飛島	25.1	72.6	2.89	2.0	1.9
三河湾	羽豆岬～立馬岬	4.28	15.8	3.69	3.1	2.5
大阪湾	高崎～地ノ崎	37.9	29.0	0.765	5.3	3.4
燧 灘	三崎～大島	24.7	4.90	0.198	0.88	0.89
広島湾	門前川河口～城岸岬	10.2	8.18	0.802	1.5	2.4
別府湾	春石鼻～関崎	14.2	15.0	1.06	1.2	1.1
瀬戸内海	瀬生田岬～日ノ御崎 (紀伊水道) 関崎～ 佐田岬、関門海峡	575	123	0.214	8.5	3.3
志布志湾	火崎～都井岬	14.0	6.48	0.463	1.0	0.87
鹿児島湾	長崎鼻～立目岬	104	4.40	0.042	6.0	6.0

追跡調査を基にして変化を予測するものであるが、類似した事例自体を見付けることが一般には困難である。後者の場合には、現地観測資料を基にして、模型実験や数値モデルに依るシミュレーションが予測手段として用いられる。

水流の変化の中でも潮流に限定して考えると、これらのシミュレーションにおいて配慮しなければならない指針として表-1.2 に要約されるものが考えられる。埋立地周辺の狭域的变化で短い時間スケールに該当するのは、局所的な流れの加速・減速や渦流の生成等を伴う潮流パターンの変化（水平構造／鉛直構造）であり、これらの変化が長時間断続的に継続すると底泥が洗掘・堆積されて微地形の変化として現われる。一方、内湾全域に対する広域的变化で、比較的短い時間スケールで具現するのは潮流パターンの変化である。これには流速・流向の変化、主流域の変化、停滞水域の消失・生成、恒流の変化といった現象が該当する。従来の潮流に関する環境アセスメントでは、この観点からの検討に主眼が置かれているように思われる。これらの変化はたとえ微少であっても、長い時間スケールで見ると物質の移動経路を変化させ、内湾域と外海との海水交換性に少なからぬ影響を及ぼす可能性がある。今後の環境アセスメントのあり方を考える上で、広域的あるいは狭域的な海水交換性に関する検討をもっと重要視する必要があるものと思われる。

本研究は、上述した状況に鑑み、閉鎖性水域における潮流と海水交換の基本的な特性について、基礎実験と数値シミュレーションの両面から検討を加えるものである。また、応用研究として、今後ますます開発の手が加えられることが予測される大阪湾を取り上げ、湾内の潮流と海水交換に関する特

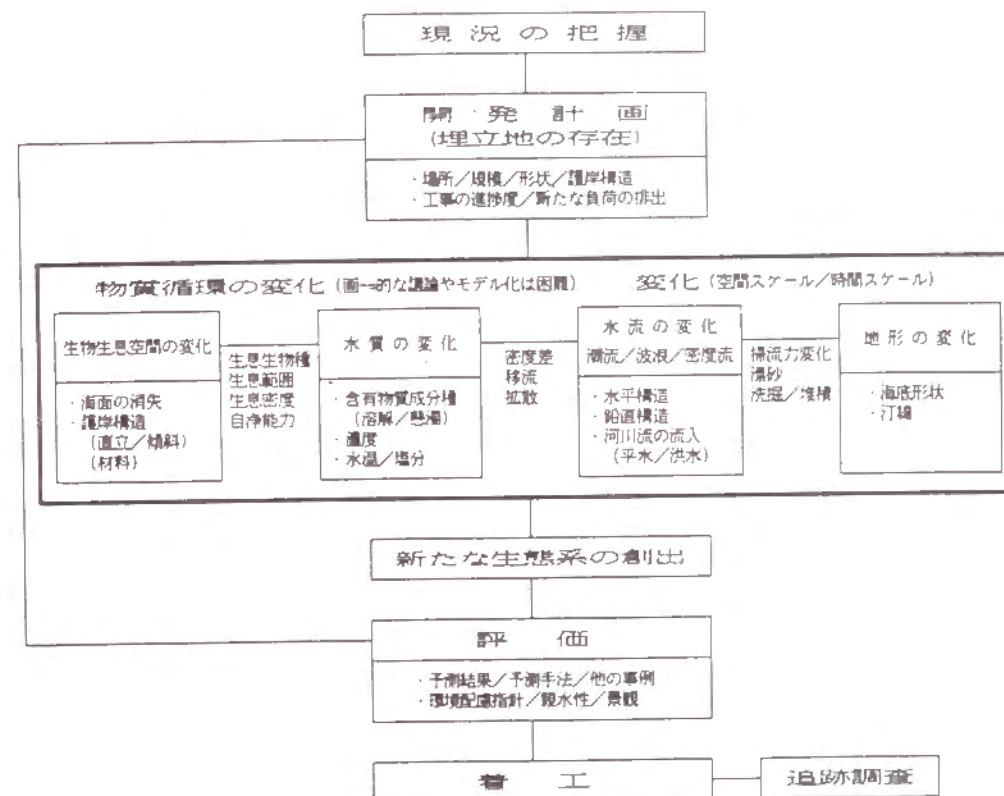


図-1.1 埋立地の存在に起因する海象の変化

表-1.2 潮流に関する配慮指針

	広 域 的 変 化	狭 域 的 変 化
変 化 の 時 間 ス ケ ー ル	■潮流パターンの変化 <ul style="list-style-type: none"> ・潮位変動 ・流速/流向 ・主流域の変化 ・停滞水域の消失/生成 ・恒流 	■潮流パターンの変化 (水平/鉛直構造) <ul style="list-style-type: none"> ・局所的流れの加速/減速 ・渦流の生成
	■物質の移動経路の変化 <ul style="list-style-type: none"> ・溶解物質/懸濁物質 ・移流/拡散 	■底泥/浮遊懸濁物の移動 <ul style="list-style-type: none"> ・底泥の巻き上げ/移流/拡散 ・沈降/堆積
	■海水交換性の変化 <ul style="list-style-type: none"> ・水塊の移動特性 (混合/希釈) ・海水交換係数 ・滞留時間 	■微地形の変化 <ul style="list-style-type: none"> ・洗掘/堆積

性を調べている。以下では、各章における内容を略述する。

第2章では、湾域における水理現象の基本的な特性とその解析法を要約している。第2節では、外海－内湾系の潮位変動について、基礎方程式の摩擦項を非線形とした場合と線形化した場合の解の相違について検討している。第3節では、海洋での拡散係数を推定する方法の中から瞬間点源実験と粒子群分散法を取り上げ、それぞれの方法を詳述している。第4節では、海水交換現象の取り扱いを明確にし、従来から提案されている各種の解析モデルについて取りまとめている。

第3章では、潮流と海水交換の数値モデルについて取りまとめている。第2節では、潮流の数値モデルとしてADI法に基づいた差分モデルを示し、解法について詳述している。第3節では、海水交換現象を取り扱う上で最も自然な方法と考えられるオイラー・ラグランジュ法について、基本的な考え方と解析法を要約している。

第4章では、環境アセスメントの一手法として用いられる水理模型実験法について取りまとめている。第2節では、潮流に関するフルードの相似則を示し、拡散現象の相似則における模型歪みの影響について検討している。第3節では、実験装置と実験方法について概述している。

第5章では、海岸線に沿うくぼみ状の湾や河川感潮域内の掘り込み港湾などのように、外部水域の流動に対して湾内での流動が著しく縮小された場を対象として、潮流と海水交換性について実験的な検討を行っている。第2節で実験装置と方法について述べ、第3節で潮流に関する実験的検討を行っている。第4節では、海水交換の基本的な特性について検討し、種々の解析法を用いて交換性を定量評価している。

第6章では、海峡部を通じての内湾と外海との海水交換に関する基礎的検討を行っている。第2節で基礎実験のための装置と方法を示し、第3節で対象とする場の潮流に関する検討を行っている。第4節では海水交換機構についての定量的な評価を行ない、第5節でその数値シミュレーションと検証を実施している。

第7章では、前章までの応用研究として、大阪湾を対象とした水理模型実験と数値シミュレーションを行ない、湾内の潮流と海水交換に関する特性を調べるとともに、本章を通じて、実験結果に現われる模型歪みの影響に関する検討を行っている。第2節では、水理模型の概要とその調整結果について述べている。第3節で大阪湾全域の潮流特性に関する実験結果を示し、第4節では、明石海峡と友ヶ島水道の両海峡部における海水交換の特性を検討している。第6節で湾内潮流と海水交換に関する数値シミュレーションを実施している。

第8章では、本研究で得られた成果を要約して結論としている。

参 考 文 献

- 1) 國松孝男・村岡浩爾編著：河川汚濁のモデル解析、技法堂出版、p.239、1989。
- 2) 中原裕幸：日本の沿岸環境の現状、土木学会誌別冊増刊、Vol.78-12、pp.14-16、1993。

- 3) 第五管区海上保安本部水路部監修：沿岸域情報ハンドブック、－大阪湾・播磨灘・紀伊水道・土佐湾－、pp.91-96、1990。
- 4) 土木学会誌別冊増刊、Vol.78-12、第6章、第7章、1993。
- 5) (財)関西産業活性化センター：関西のプロジェクト動向調査報告書、1989。
- 6) 石飛博之・瀬川恵子：環境アセスメント、土木学会誌別冊増刊、Vol.78-12、pp.46-49、1993。
- 7) 環境庁水質保全局監修：瀬戸内海の環境保全－資料集－、瀬戸内海環境保全協会、1991。

第2章 湾域における水理現象の基本的特性とその解析法

第1節 概 説

湾とは陸地内に袋状に入り込んでいる海面のことをいう。湾の中で、幅に対し奥行の小さいものを開湾、大きいものを内湾、湾の中の小湾入を浦と呼ぶ¹⁾。したがって空間スケールについての明確な区分はない。湾域では様々な時間スケールをもった現象が見出される。例えば、表-2.1 は水質変動に関わる現象に着目してその時間スケールを区分したものである²⁾。流体運動としては、1秒以内で生じる乱れ、半日の周期をもつ潮位変化、春秋の大大潮のように6ヶ月程度の時間スケールをもつ現象等が混在している。

湾域における水流は、潮汐波による潮流、河川水の流入や温度変化に起因する密度流および季節風等に起因する吹送流などから構成され、それらが複合して湾域の流動構造を決定している。それらの決定要因の卓越度に応じて湾の個性が表れるものと考えられる。

潮汐は、月や太陽などの天体の起潮力による海面の昇降であり、海面昇降を起こす海水粒子の水平運動が潮流である。潮汐の調和分析法については中野狼人の潮汐学³⁾に詳述されており、現在では正確な予報が可能となっている。また、日本各地の代表的な湾域における潮流の特性についてもかなり明らかにされてきており、日本全国沿岸海洋誌として集大成されている⁴⁾。

本章では、潮汐・潮流によって引き起こされる水理現象の中でも主として物質の輸送に関わる現象を対象として、その基本的な特性とその解析法を要約する。

第2節 外海－内湾系の潮位変動

2.1 摩擦項を非線形とした取扱い

図-2.1 に示すように、水面積 A_b の内湾域と外海とが長さ L 、流水断面積 A_c の一様水路で接続されている場合の内湾における潮位変動を取り扱う。

水路内の平均流速を u 、静水面からの潮位変動量を ζ とすると、水路部の運動方程式は摩擦項を非線形で与えると、次のように表される⁵⁾。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{g n^2 u |u|}{R^{4/3}} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

ここに、 g は重力加速度、 R は径深（幅広水路の場合は水深 h ）、 n は Manningの粗度係数であり、

表-2.1 水質変動に関わる現象の時間スケール²⁾

時 間 スケール	自 然 現 象				人 為 現 象
	流 体 運 動	気 象・地 象	生 物 的 変 化	化 学 的 変 化	
(秒)	渦、乱流			懸濁物質による 吸脱着 酸化・還元	
10 ⁻¹	底泥巻上げ 風波 うねり				
1分	懸濁物質の沈降 静置		BOD菌の増殖 脱窒菌の増殖	酸素の溶解	
10 ⁻²		気温変化 日射量変化 水温変動			
1時間	潮位変化	風 降雨 河川水量変化	硝化菌の増殖 植物プランクトン の上下動		生活排水による 負荷
1日			植物プランクトン の増殖 魚群の集散		
1週	大潮・小潮	温度躍層の季節 変化			肥料流亡 農業利水
1月					
10 ⁻¹	大大潮・小小潮	気象長期変動 地盤変動	生物資源の長期 変化		土地利用変化
1年					
10 ⁻¹					
突発的		台 風			汚濁物質の排出

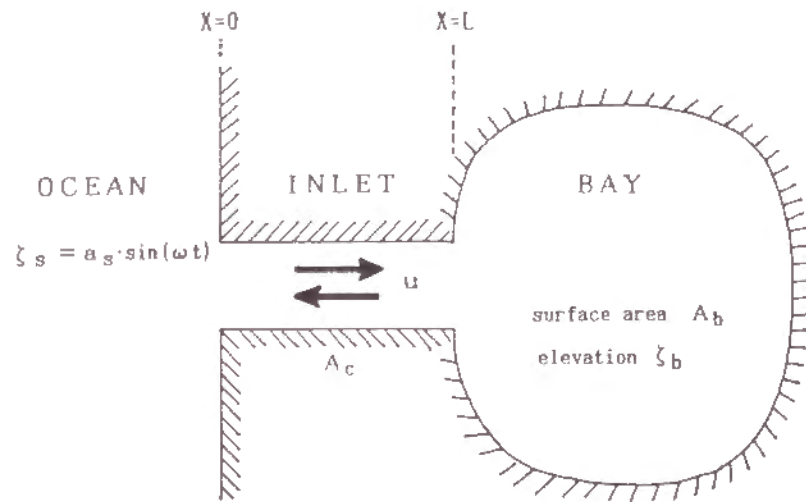


図-2.1 外海-内湾系の模式図

x軸は外海側の端を原点として内湾方向を正とする。

通常、水路の長さは潮汐波の波長に比べて十分短いから、水路内での水面勾配は一樣となり、水路内平均流速uは時間tのみの関数として扱える。したがって、 $\partial u / \partial x = 0$ として扱う。また、内湾域の長さも潮汐波の波長に比べて十分短いから、内湾域内の潮位変動ζも場所的に一樣（湾内水面は水平）であると近似できる。したがって、次式が連続式となる。

$$u A_c = A_b \frac{d \zeta_b}{d t} \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

式(2.1)を水路長にわたって積分し、式(2.2)を用いてuを消去すると、次式が得られる。

$$\frac{L A_b}{g A_c} \cdot \frac{d^2 \zeta_b}{d t^2} + \frac{L A_b^2 g n^2}{g A_c^2 R^{4/3}} \left| \frac{d \zeta_b}{d t} \right| \frac{d \zeta_b}{d t} + \zeta_b - \zeta_s = 0 \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

ζ_sは外海の潮位変動量であるが、問題を単純化するため、一つの調和関数で表されるものとする。すなわち、

$$\zeta_s = a_s \sin(\omega t) \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

ここに、a_sは外海の潮位変動振幅、ω=2π/T、Tは潮汐周期である。ここで、次のような無次元化を行う。

$$\left. \begin{aligned} \zeta_{b*} &= \zeta_b / a_s & t_* &= \Omega t & \omega_* &= \omega / \Omega \\ \Omega &= \sqrt{g A_c / (L A_b)} & F &= g n^2 A_b a_s / (R^{4/3} A_c) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

式(2.5)を用いると、式(2.3)は次のように書き表される。

$$\frac{d^2 \zeta_{b*}}{d t_*^2} + F \left| \frac{d \zeta_{b*}}{d t_*} \right| \frac{d \zeta_{b*}}{d t_*} + \zeta_{b*} = \sin(\omega_* t_*) \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

上式の近似解は次のようになる⁶⁾。

$$\zeta_{b*} = \alpha_1 \sin(\omega_* t_* - \varepsilon_1) \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

ここに、

$$\alpha_1 = \frac{\sqrt{2}}{\lambda} \sqrt{\sqrt{(1-\omega_*^2)^4 + \lambda^2} - (1-\omega_*^2)^2} \quad \dots\dots\dots (2.8)$$

$$\varepsilon_1 = \tan^{-1} \left\{ \frac{\alpha_1 \lambda}{2(1-\omega_*^2)} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.9)$$

$$\lambda = \frac{16}{3\pi} \omega_*^2 F \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

2.2 摩擦項を線形とした取扱い

この場合の運動方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{g n^2 k u}{R^{4/3}} = 0 \quad (2.11)$$

上式における線形化係数 k は、非線形の場合との friction work を等しくおけば求まり、 $u = U_{\max} \sin(2\pi t/T)$ で表されるときには、次のようになる。

$$k = \frac{8}{3\pi} U_{\max} \quad (2.12)$$

式(2.5)と同様の無次元化を行うと、式(2.11)は次のように書き表される。

$$\frac{d^2 \zeta_{0*}}{dt_*^2} + K \frac{d \zeta_{0*}}{dt_*} + \zeta_{0*} = \sin(\omega_* t_*) \quad (2.13)$$

ここに

$$K = g n^2 k / (R^{4/3} \Omega) \quad (2.14)$$

式(2.13)の解析解は次のようになる。

$$\zeta_{0*} = \alpha_2 \sin(\omega_* t_* - \varepsilon_2) \quad (2.15)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{(1 - \omega_*^2)^2 + (\omega_* K)^2}} \quad (2.16)$$

$$\varepsilon_2 = \tan^{-1} \left(\frac{\omega_* K}{1 - \omega_*^2} \right) \quad (2.17)$$

係数 K には U_{\max} (未知量) が含まれているので、このままでは解にならない。タイダルブリズムの関係より、

$$2\alpha_2 \cdot A_s \cdot A_b = \int_0^{T/2} U_{\max} \sin(2\pi t/T) \cdot A_c dt \quad (2.18)$$

式(2.12)、(2.16)、(2.18)より、 α_2 と U_{\max} を消去すると、係数 K が求まる。

$$K = \frac{1}{\sqrt{2} \omega_*} \sqrt{-(1 - \omega_*^2)^2 + \sqrt{(1 - \omega_*^2)^4 + 4(\beta \omega_*)^2}} \quad (2.19)$$

ここに、

$$\beta = \frac{8}{3\pi} F \quad (2.20)$$

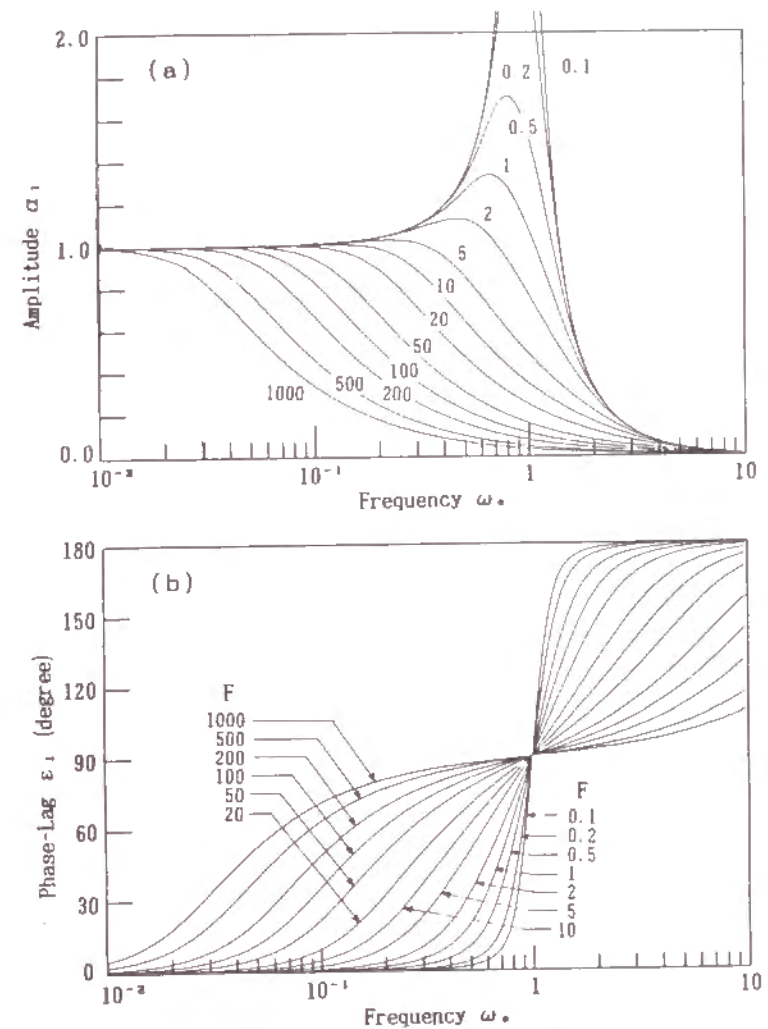


図-2.2 内湾の潮位変動特性 (摩擦項を非線形とした場合)
(a) 振幅 (b) 位相差

2.3 潮位変動特性

湾内の潮位変動に関する解の特性を、摩擦項を非線形とした場合と線形とした場合について比較検討する。図-2.2 と図-2.3 は、それぞれの場合について、湾内潮位変動振幅の外海側振幅との比 α および湾内側の位相遅れ ε の変化を ω_* に対して表示したものである。これより、次のような特性が読み取れる。

1) $\omega_* \ll 1$ の時、いずれの場合も、 $\alpha \approx 1.0$ および $\varepsilon \approx 0.0$ であり、湾内の潮位変動は外海のそれとほぼ同様の特性をもつことが分かる。すなわち、相対的に、水路長 L および湾面積 A_b が小さく、水路部の流水断面積 A_c が大きい場合には、湾内の潮位変動は外海のそれと同様である。

2) $\omega_* \rightarrow 1$ の時、パラメータ F が小 (水路部の抵抗が小) ならば湾内潮位変動は助長され、 F が大

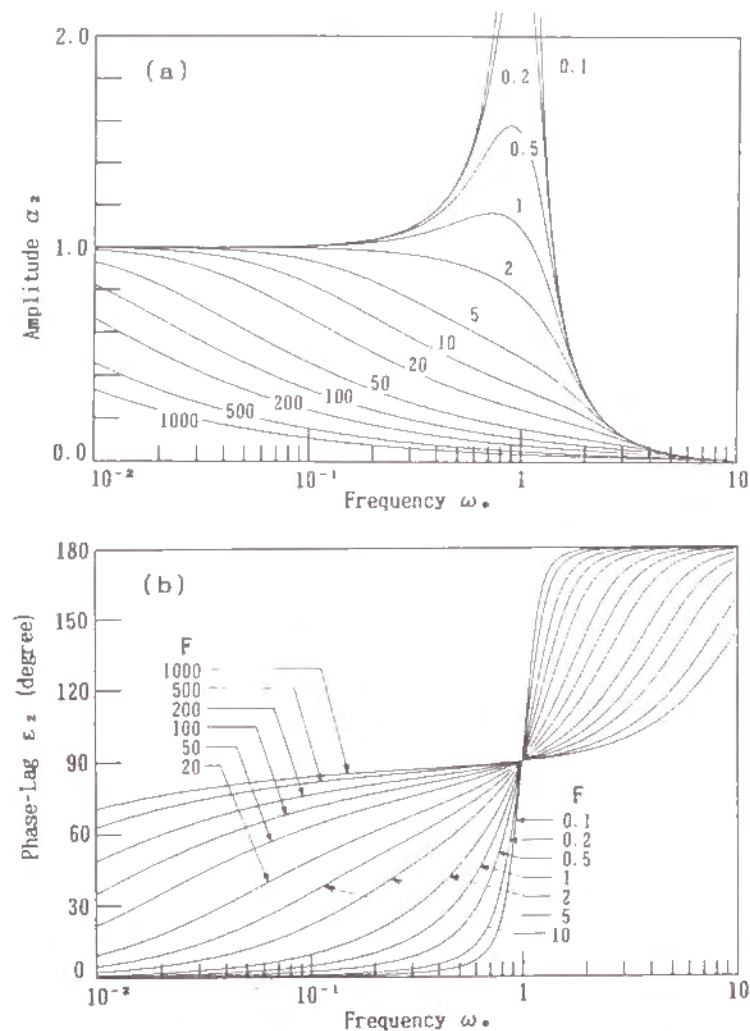


図-2.3 内湾の潮位変動特性（摩擦項を非線形とした場合）
(a) 振幅 (b) 位相差

（水路部の抵抗が大）ならば湾内潮位変動は減衰される。また、外海部との位相遅れは約 90° となる
ことが分かる。

3) $1 \ll \omega$ の時、位相遅れは 180° に漸近（外海と逆位相）し、湾内の潮位変動は減衰することが
分かる。すなわち、外海側の短周期の変動（例えば風波）には殆ど応答しないことになる。

4) 摩擦項を線形で与えると、非線形とした場合に比し、内湾域の潮位変動の減衰が大きく、外海と
の位相遅れも大きく評価される。

第3節 海洋拡散

本節では、内海・内湾における拡散現象の解析法を要約する。拡散および類語の分散は、それぞれ
次のように定義される⁷⁾。

拡散：ある点における、与えられた方向の真の輸送量と、時間的な平均量を用いて記述した
その方向の輸送量との偏差をいう。

分散：ある断面における、与えられた方向の真の輸送量と、空間的な平均量を用いて記述し
たその方向の輸送量との偏差をいう。

せん断流れの場合における混合現象は分散に属する。乱流中で拡散型の混合現象が生じるのは、平均
流が一樣で局所等方的な乱れの場合においてである。局所等方性の成立する範囲、すなわち拡散型の現
象が成立する領域では、スペクトルの $-5/3$ 乗則、拡散係数の $4/3$ 乗則が成立する。また、沿岸域に
おいて境界の影響を受けることなく拡散型と見なせる現象のスケールは、距離にして $10 \sim 20$ km、時
間にして数時間のオーダーである。これ以上のスケールの混合現象に着目する場合には、底面あるい
は平面地形の影響を考慮する必要がある。

3.1 海域における拡散係数の推定法

以下に示す3種の方法に大別される。

- (1) 定点での流速計測からオイラー的に求める方法⁸⁾
- (2) 染料トレーサーによる拡散雲の拡がりから求める方法
・瞬間点源、連続点源
- (3) フロートによる粒子群の移動分散から求める方法
・2粒子の相対拡散、粒子群の移動分散

ここでは、(2) と (3) の推定法を要約するが、(3) の特徴は表-2.2 のように要約される。

表-2.2 浮子拡散実験の特徴

長	・消失することがないので、長時間の追跡が可能。
所	・沈まないで、鉛直シアー流の影響を受けない。
	・流速への変換が可能で、流動場と拡散場を同時に把握することができる。
注	・風の影響を受け易く、その影響が軽微であったとしても長時間に渡ると誤差が積分されて、流動場と異なった挙動を示す可能性がある。
意	・得られる流速はラグランジュ流速であり、オイラー的な解析に用いる際には注意が必要
点	・浮子より小さなスケールの乱れは平均化される。
	・消失しないので、実験終了後回収しなければならない。

3.2 瞬間点源からの拡散⁹⁾

瞬間点源から放出されたパッチを考え、全体としての移動は度外視して、重心まわりの濃度分布を問題にする。なお、鉛直方向には、ある一定の厚さの層に渡って均一な濃度分布が保持されていると仮定する。一つ一つのパッチのパターンは複雑であるが、等濃度線で囲まれた内部をそれと面積の等しい円で置き換えて、共通の重心を中心にして重ねる。円形に直した以上、元のパッチの形状変化はもう議論できない。

濃度分布の相似解が存在するとして、次式を考える。

$$C(r, t) = C_0(t) G\{r/b(t)\} \quad \dots\dots\dots (2.21)$$

ここに、

r : パッチ中心からの距離、 t : 拡散時間、 $C(r, t)$: 円形パッチの水平濃度分布

$C_0(t)$: パッチの中心濃度、 $b(t)$: パッチの拡がり代表する長さ

G : r/b に対しての減少関数で、 $G(0)=1$ 、 $G(\infty)=0$ と決める。

いま、 M なる量を放出し、物質が厚さ H なる層に均一に混合しながら水平拡散するものとすれば、物質の保存性から、

$$M = H \int_0^\infty C(r, t) 2\pi r dr \quad \dots\dots\dots (2.22)$$

式(2.21)を式(2.22)に代入すると、

$$C_0(t) = \frac{M}{2\pi\Phi b^2(t)H} \quad \dots\dots\dots (2.23)$$

ここに、

$$\Phi = \int_0^\infty \eta G(\eta) d\eta \quad \eta = r/b(t) \quad \dots\dots\dots (2.24)$$

パッチの拡散を代表する長さとしては、分布の標準偏差に基づく長さ σ_r を採用する。すなわち、

$$\sigma_r = \left\{ \frac{H}{M} \int_0^\infty r^2 C(r, t) 2\pi r dr \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (2.25)$$

式(2.21)、(2.23)を式(2.25)に代入して、 $b(t)$ について解くと、

$$b(t) = \alpha \sigma_r \quad \dots\dots\dots (2.26)$$

ここに、

$$\alpha^2 = \frac{\int_0^\infty \eta G(\eta) d\eta}{\int_0^\infty \eta^3 G(\eta) d\eta} \quad \dots\dots\dots (2.27)$$

以上より、求める相似解は、

$$C(r, t) = \frac{M/H}{2\pi\Phi\alpha^2\sigma_r^2(t)} G\left\{\frac{r}{\alpha\sigma_r(t)}\right\} \quad \dots\dots\dots (2.28)$$

ただし、 G の関数形は相似則からは決定されない。しかし少なくとも、中心濃度(最大濃度)は σ_r^2 に反比例することは分かる。

ここで、極座標で表わした2次元拡散方程式を水平方向の円形パッチに適用する。

$$\frac{\partial C(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r K(r, t) \frac{\partial C(r, t)}{\partial r} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.29)$$

ここに、 $K(r, t)$ は水平拡散率で、パッチの重心に相対的な移流は無いものと仮定する。すなわち、拡散は純粋に水平な乱れによる。

初期条件として、次式を用いる。

$$C(r, 0) = \frac{M}{H\pi r} \delta(r) \quad \dots\dots\dots (2.30)$$

ここに、 $\delta(r)$ はディラックのデルタ関数である。

式(2.29)、(2.30)の解が相次解となるためには、 $K(r, t)$ が次の形を持たねばならない。

$$K(r, t) = A(r/\sigma_r) \cdot B(\sigma_r, t) \quad \dots\dots\dots (2.31)$$

ここに、 $A(r/\sigma_r)$ は任意の関数、 $B(\sigma_r, t) = d\sigma_r^2/dt$ である。

円形パッチの拡散理論は、 K の与え方により、拡散速度をパラメータにするものと、エネルギー逸散パラメータを持つ組とに分けられる。また、 K ＝一定とすると Fick の解となる。

例えば、Joseph & Sendner⁹⁾は、パッチの重心から遠い程相対的に速く拡散するとして、

$$K = Pr \quad \dots\dots\dots (2.32)$$

ここに、 P は拡散速度である。

また、Ozmidov⁹⁾は、相対拡散の 4/3乗則を考慮して、

$$K = \varepsilon r^{4/3} \quad \dots\dots\dots (2.33)$$

ここに、 ε はエネルギー逸散パラメータである。

代表的な相似解をまとめると、表-2.3 のようになる。

3.3 瞬間点源拡散実験の整理法

平野・杉浦¹⁰⁾は、瞬間点源拡散実験の整理法として、円形パッチ理論を応用した次のような方法を提案している。

極座標で表わした2次元拡散方程式(2.29)において、 K ＝一定とし、初期濃度分布が

$$C = C_0 \exp\{-(r/a)^2\} \quad \dots\dots\dots (2.34)$$

表-2.3 各種拡散係数に対する円形パッチの相似解

研究者	拡散係数 K	濃度分布 C (r, t)	分散 σ_r^2
Joseph & Sendner	P r	$\frac{M/H}{2\pi P^2 t^2} \exp\left(-\frac{r}{P t}\right)$	$6 P^2 t^2$
Okubo & Pritchard	$\omega^2 t$	$\frac{M/H}{-\pi \omega^2 t^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2 t^2}\right)$	$\omega^2 t^2$
Ozmidov	$\varepsilon r^{4/3}$	$\frac{M/H}{6\pi \varepsilon^3 t^3} \exp\left(-\frac{r^{2/3}}{\varepsilon t}\right)$	$60 \varepsilon^3 t^3$
Okubo	$\alpha^2 r^{2/3} t$	$\frac{M/H}{3\pi^{3/2} \alpha^3 t^{3/4}} \exp\left(-\frac{r^{4/3}}{\alpha^2 t^2}\right)$	$4 \alpha^3 t^3 / \sqrt{\pi}$
Okubo	$\beta^2 t^2$	$\frac{M/H}{\pi \beta^3 t^3} \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^3 t^3}\right)$	$\beta^3 t^3$
Fick	K_0	$\frac{M/H}{4\pi K_0 t} \exp\left(-\frac{r^2}{4 K_0 t}\right)$	$8 K_0^2 t^2$

で与えられるとすれば、解は次のように表わされる。

$$C(r, t) = \frac{C_0}{1 + 4 K t / a^2} \exp\left\{-\frac{r^2}{a^2(1 + 4 K t / a^2)}\right\} \quad (2.35)$$

ここで、染料雲縁辺の濃度は常に等しいと仮定し、指数項をベキ級数に展開して第2項までとると、染料雲の拡がり面積Sの時間変化から次のように水平拡散係数Kが推定される。

$$K = \frac{r_i^2 - r_{i-1}^2}{4(t_i - t_{i-1})} = \frac{1}{4\pi} \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad (2.36)$$

3.4 粒子群の拡散追跡法¹¹⁾

下に示す(1)~(3)の各手法は、等方性乱流場において次々に放出された粒子のt時間後の平均位置からの変位が(x, y)となる確率P(x, y)が、次式のガウス分布で表わされるということを前提としている。

$$P(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2.37)$$

(1) 各粒子移動法

各粒子が同一の固定点源から放出されたと仮定し、各粒子ごとの移動距離の分散 $\overline{\ell'^2}$ に基づく。



$$\overline{\ell'^2} = \overline{\ell_x'^2} + \overline{\ell_y'^2} = 2\sigma^2 \quad (2.38)$$

$$K = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma^2}{dt} = \frac{1}{4} \cdot \frac{d\overline{\ell'^2}}{dt} \quad (2.39)$$

(2) 粒子対間隔法

任意の2個の粒子対間隔の自乗平均値 $\overline{\ell^2}$ に基づく。



$$\overline{\ell^2} = \overline{\ell_x^2} + \overline{\ell_y^2} = \overline{\ell_0^2} + 4\sigma^2 \quad (2.40)$$

$$K = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma^2}{dt} = \frac{1}{8} \cdot \frac{d\overline{\ell^2}}{dt} \quad (2.41)$$

(3) 粒子群分散法

多数個の粒子の重心位置からの変位の自乗平均値 $\overline{r^2}$ に基づく。



$$\overline{r^2} = \overline{r_x^2} + \overline{r_y^2} = \overline{r_0^2} + 2\sigma^2 \quad (2.42)$$

$$K = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma^2}{dt} = \frac{1}{4} \cdot \frac{d\overline{r^2}}{dt} \quad (2.43)$$

3.5 粒子群分散法

N個の粒子群について、粒子群の重心に対する各粒子の相互距離の2次のモーメント、座標軸に関する分散・共分散を次式で定義する。

$$\sigma_{\sigma^2}(t) = \frac{1}{N-1} \sum_i^N \left[\{x_i(t) - \overline{x(t)}\}^2 + \{y_i(t) - \overline{y(t)}\}^2 \right] \quad (2.44)$$

$$\sigma_{x^2}(t) = \frac{1}{N-1} \sum_i^N \{x_i(t) - \overline{x(t)}\}^2 \quad (2.45)$$

$$\sigma_{y^2}(t) = \frac{1}{N-1} \sum_i^N \{y_i(t) - \overline{y(t)}\}^2 \quad (2.46)$$

$$\sigma_{xy^2}(t) = \frac{1}{N-1} \sum_i^N \{x_i(t) - \overline{x(t)}\} \{y_i(t) - \overline{y(t)}\} \quad (2.47)$$

$$\overline{x(t)} = \frac{1}{N} \sum_i^N x_i(t) \quad (2.48)$$

$$\overline{y(t)} = \frac{1}{N} \sum_i^N y_i(t) \quad \dots\dots\dots (2.49)$$

ここに、 $x_i(t)$ および $y_i(t)$ は、ある時刻の i 粒子の座標、 $\overline{x(t)}$ および $\overline{y(t)}$ は、 N 個の粒子群の重心の座標である。重心まわりの分散 $\sigma_a^2(t)$ は、 x 、 y 軸の分散 $\sigma_x^2(t)$ 、 $\sigma_y^2(t)$ の代数和になっていて、座標軸の取り方に依存しない。

$$\sigma_a^2(t) = \sigma_x^2(t) + \sigma_y^2(t)$$

拡散係数は、分散の時間的変化より、次のように求められる¹²⁾。

$$K_a(t) = \frac{1}{4} \cdot \frac{d\sigma_a^2(t)}{dt} \quad \dots\dots\dots (2.50)$$

$$K_x(t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma_x^2(t)}{dt} \quad \dots\dots\dots (2.51)$$

$$K_y(t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma_y^2(t)}{dt} \quad \dots\dots\dots (2.52)$$

このような評価法で求めた拡散係数は、流速のシアの影響を含み、見かけ上の水平拡散係数を表現している。

川合¹³⁾ は、数個の浮子を使った拡散実験から、水平流速の収束・発散の効果を除いて、真の水平乱流拡散係数 $K_A^*(t)$ を求める方法として次式を提案した。

$$K_A^*(t) = K_A(t) - \frac{\sigma_A^2(t)}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} \right) \quad \dots\dots\dots (2.53)$$

$$\sigma_A^2(t) = \sqrt{\sigma_x^2(t) \cdot \sigma_y^2(t) - \sigma_{xy}^2(t)} \quad \dots\dots\dots (2.54)$$

$$K_A(t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma_A^2(t)}{dt} \quad \dots\dots\dots (2.55)$$

$$\overline{u} = \frac{\partial \overline{x(t)}}{\partial t} \quad \overline{v} = \frac{\partial \overline{y(t)}}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (2.56)$$

$$\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} \right) \epsilon : \begin{array}{l} \text{浮子群の外縁を結んで得られる面積の} \\ \text{時間変化から求めた収束・発散} \end{array} \quad \dots\dots\dots (2.57)$$

ここに、 $\sigma_A^2(t)$ は幾何平均主軸分散、 $K_A(t)$ は幾何平均主軸分散の時間平均から求めた見かけの水平拡散係数である。

また、Okubo & Ebbesmeyer¹⁴⁾ は、流れの場合は 1 次のシアと乱れから成るとし、浮標の追跡から得られた流速値を次のようにテイラー展開した。

$$u_i(t) = \overline{u(t)} + \frac{\partial \overline{u(t)}}{\partial x} \{x_i(t) - \overline{x(t)}\} + \frac{\partial \overline{u(t)}}{\partial y} \{y_i(t) - \overline{y(t)}\} + u_i'(t) \quad \dots (2.58)$$

$$v_i(t) = \overline{v(t)} + \frac{\partial \overline{v(t)}}{\partial x} \{x_i(t) - \overline{x(t)}\} + \frac{\partial \overline{v(t)}}{\partial y} \{y_i(t) - \overline{y(t)}\} + v_i'(t) \quad \dots (2.59)$$

ここに、 $u_i(t)$ 、 $v_i(t)$: 個々の浮標速度

$\overline{u(t)}$ 、 $\overline{v(t)}$: 重心 $(\overline{x}, \overline{y})$ の移動速度

$u_i'(t)$ 、 $v_i'(t)$: 浮標の乱れ速度

1 次のシアを行列演算による直線回帰法で求めて、真の水平乱流拡散係数を混合距離理論の類推から次式で求めた。ただし、 C は比例定数 ($0.1 < C < 1.0$) である。

$$K_x^*(t) = C \sigma_{u*}(t) \sigma_x(t) \quad \dots\dots\dots (2.60)$$

$$K_y^*(t) = C \sigma_{v*}(t) \sigma_y(t) \quad \dots\dots\dots (2.61)$$

ここに、

$$\sigma_{u*}^2(t) = \frac{1}{N-1} \sum_i^N (u_i'(t))^2 \quad \dots\dots\dots (2.62)$$

$$\sigma_{v*}^2(t) = \frac{1}{N-1} \sum_i^N (v_i'(t))^2 \quad \dots\dots\dots (2.63)$$

第 4 節 海水交換

海水交換とは、海水がある水域から別の水域に輸送された後、混合希釈されることを言う。その要因として、潮汐残差流、潮流による乱流拡散、密度流による鉛直循環流、吹送流、波浪あるいは湾へ流入する河川流などがある¹⁵⁾。

海水交換現象を取り扱う場合に重要なことは、武岡¹⁶⁾ が指摘しているように、水域の境界をどう設定するかである。この境界は、その内部にある全ての水はどこにあっても等価であるという線であり、その設定は任意である。一般には、閉鎖性の強い湾域における海水交換とは、湾口や海峡などを境界とした水の入れ換わりを指すことが多い。この定義では、図-2.4 の (a) のような水の移動は海水交換と呼ぶが、(b) のような湾内での水の移動は含まれず、単に拡散あるいは分散として扱われることが多い。しかし、海水交換現象の機構を理解するには、物質の輸送という見地から、(a) と (b) の両者を考慮した取り扱いが必要であると思われる。

海水交換現象の評価方法は、オイラー的な方法とラグランジュ的な方法に大別できる。

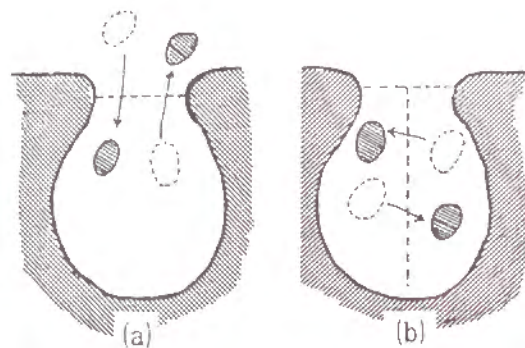


図-2.4 水塊移動の概念図¹⁶⁾

4.1 オイラー的な取り扱い

- 1) オイラー的方法は、湾口断面における物質の輸送量に着目し、1潮汐周期間に湾内の水がどの程度入れ換わるかを交換率により評価するものである。Parkerら¹⁷⁾は、上げ潮流時に湾内に流入する海水量 Q_i は、前の下げ潮流時に出て上げ潮時に再び湾内に戻る海水量 Q_{e0} とそれ以外の外海水量 Q_e からなると考え、次式を1潮汐周期あたりの海水交換率と定義した。

$$R_e = Q_e / Q_i \quad (2.64)$$

指標物質の濃度として、 Q_e は外海水の濃度 C_e を、 Q_{e0} は前の下げ潮時の平均濃度 C_0 を持っており、上げ潮流時の平均濃度を C_i とすれば次式が成立する。

$$Q_i C_i = Q_e C_e + Q_{e0} C_0 \quad (2.65)$$

上式に $Q_{e0} = R_e Q_i$ 、 $Q_{e0} = (1 - R_e) Q_i$ を代入すれば、

$$R_e = (C_i - C_0) / (C_e - C_0) \quad (2.66)$$

が得られる。Parkerらは、サンフランシスコ湾において塩分濃度を連続計測し、潮差が1.0 m のとき $R_e = 0.17 \sim 0.18$ 、1.77 m のとき $R_e = 0.31 \sim 0.36$ という結果を得ている。

一方、柏井¹⁸⁾は、Parkerらの考え方を拡張して、下げ潮流時に初めて湾外に流出する海水の割合 R_0 を考え、次式を交換率として定義している。

$$R_0 = Q_0 / Q_i \quad (2.67)$$

同様に指標物質の濃度を用いて R_0 を表示すると、

$$R_0 = (C_i - C_0) / (C_i - C_0) \quad (2.68)$$

ここに、 C_0 は下げ潮時の平均濃度、 C_i は内湾水の平均濃度である。

こうした断面観測に基づく評価手法は、指標物質の分布の一樣性が強くなるほど精度が悪くなることや、湾口部周辺の潮流特性により決定されるので、必ずしも湾全体の交換を評価したことにはなら

ないといった欠点を持っている。

4.2 ラグランジュ的な取り扱い

ラグランジュ的な方法は、水粒子の動きを追跡するものである。中田・平野¹⁹⁾は、瀬戸内海の安芸灘などでフロート群の追跡を行い、以下のような方法で評価を行った(図-2.5 参照)。

上げ潮流時に濃度 C_e 、流量 Q_e の海水が湾外より流入し、湾内の混合容積 V の範囲で均一に混合して、濃度が C_0 になったとする。下げ潮流時には、この濃度で容積 Q_0 だけ湾外へ出ていくものとする、湾内の混合容積内に取り残される物質質量 M は、

$$M = (V - Q_0) C_0 \quad (2.69)$$

で与えられる。ここで、交換率 R_L として、1潮汐周期間に湾内に取り残される物質質量の上げ潮流時に湾内に流入する物質質量に対する割合と定義すると、湾内の平均濃度 C_0 は式(2.70)で与えられるので、交換率として式(2.71)を得る。

$$C_0 = Q_e C_e / V \quad (2.70)$$

$$R_L = M / Q_e C_e = (V - Q_0) C_0 / Q_e C_e = (V - Q_0) / V \quad (2.71)$$

今里・淡路²⁰⁾は、明石海峡および鳴門海峡を対象とした潮流の数値計算に基づき、海域に配置した標識粒子をラグランジュ的に追跡して海峡部での交換率を求めている。彼らは交換率を次式のように定義した。

$$R_v = V(T) / V_1(T_1) \quad (2.72)$$

ここに、 $V_1(T_1)$ は内湾起源水が外海側に最も多く存在した時の容積、 $V(T)$ は1潮汐周期後に外海側に残っている内湾起源水の容積である。これらの容積を粒子の分布より求め、明石および鳴門海峡の交換率をそれぞれ45.4%および72.2%と算定している。さらに、彼らは塩分フラックスに注目した交換率を両海峡について算定し、式(2.72)によるものよりかなり小さい値を得ている。このことから、Parkerらが考えたような塩分フラックスに注目した交換率は、同じ塩分濃度を持った水塊同士の間は交換したとみなさないために、海水自身の交換を評価する尺度としては不適切であるという指摘をしている。このような標識粒子をラグランジュ的に追跡する方法は、海水交換現象の機構を考察する有力な手法である。

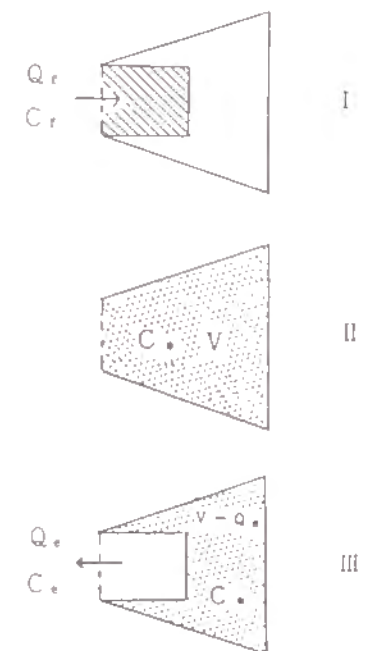


図-2.5 交換率の算定方法¹⁹⁾

4.3 滞留時間の取り扱い

Bolin and Rodhe²¹⁾ および武岡²²⁾ は、滞留時間および年令の概念を用いて、海水交換について論じている(図-2.6 参照)。

ある領域内の物質の年令と滞留時間について次のように定義した。すなわち、 $t = -\tau$ に領域内に入ってきた物質の $t = 0$ における年令は τ であり、 $t = \zeta$ に領域外に出ていくとすると、その滞留時間は ζ である。

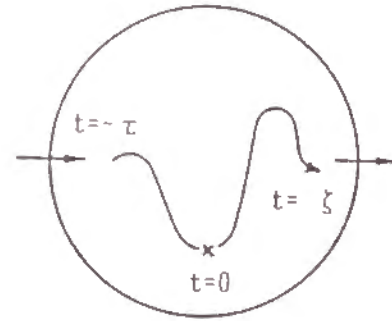


図-2.6 年令と滞留時間の概念²²⁾

ここで、 $t = 0$ においてこの領域内に存在する物質の

総量を R_0 、滞留時間が ζ 以上のものを $R(\zeta)$ で表わすと、滞留時間の分布関数 $\psi(\zeta)$ は、次式で表わされる。

$$\psi(\zeta) = \frac{-1}{R_0} \frac{dR(\zeta)}{d\zeta} \quad (2.73)$$

したがって、領域内での平均滞留時間は、

$$\tau_r = \int_0^{\infty} \zeta \psi(\zeta) d\zeta \quad (2.74)$$

により求められる。式(2.73)を、式(2.74)に代入して部分積分を行ない、変数を t に置き換えると次のようになる。

$$\tau_r = \int_0^{\infty} \frac{R(t)}{R_0} dt = \int_0^{\infty} r(t) dt \quad (2.75)$$

$r(t)$ は残余関数と呼ばれ、これを求めれば平均滞留時間が評価されることになる。

村上²³⁾ は、鹿児島湾を対象とした水理模型実験を行ない、染料水の湾内平均濃度の時間的变化より残余関数を求め、平均滞留時間の算定を行なっている。

また、上嶋²⁴⁾ は、瀬戸内海を対象とした水理模型において、平均滞留時間を2つの実験方法により求めている。すなわち、染料濃度の計測による方法と染料の代わりにボールを用いて、これをラグランジュ的に追跡する方法でそれぞれ平均滞留時間を算定し、よく一致した結果を得ている。

4.4 タンクモデルによる取り扱い²⁵⁾

タイダルブリズムの概念を拡張し、物質濃度に着目した海水交換機構について考える(図-2.7 の模式図参照)。

非保存性物質の濃度変化が一次近似で $dC/dt = -kC$ と表現できるとすると、湾内の平均濃度 C の時間変化率は次のように表わされる。ただし、 V は湾の容積である。

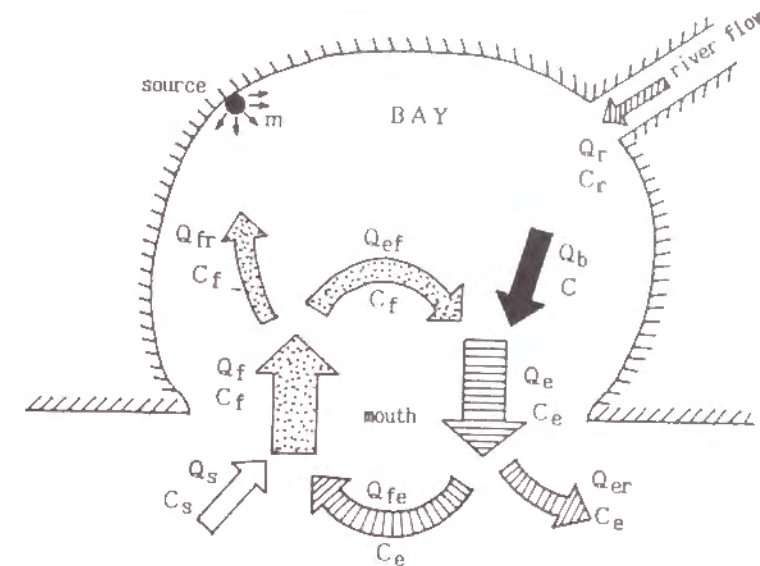


図-2.7 湾口における海水交換機構の模式図

$$V \frac{dC}{dt} = m - V k C + Q_r C_r + Q_e C_e - Q_s C_s \quad (2.76)$$

source 減衰 河川流 湾口での交換

タイダルブリズム・モデルは非連続的な概念であるが、ここでは流量に基づいて連続的に取り扱っている。すなわち、 P をタイダルブリズムとして、湾口での流入および流出流量である Q_r および Q_s を次のように与える。

$$Q_r = P/T - Q_s, \quad Q_s = P/T \quad (2.77)$$

ここで、2種の海水交換係数 R_s と R_b を導入する。すなわち、

$$R_s = Q_s / Q_r, \quad R_b = Q_b / Q_r \quad (2.78)$$

R_s は外海の流動構造、 R_b は湾内の流動構造によってそれぞれ決定されるものであって、対象とする海域に固有な定数とする。 $R_s = 0$ であれば湾内に流入する水塊は全て先の下げ潮時に湾から流出した水塊であることを意味し、 $R_s = 1$ ならば湾から流出した水塊は全て外海に残留することを意味する。 R_b についても全く同様な考え方ができる。通常、 $0 < R_s, R_b < 1$ である。

a) Q_r を構成する水塊について考える。

$$Q_r C_r = Q_s C_s + Q_{fe} C_e \quad (2.79)$$

上式に式(2.78)の R_s を用いると、

$$C_r = R_s C_s + (1 - R_s) C_e \quad (2.80)$$

b) Q_s を構成する水塊について考える。

$$Q_s \cdot C_s = Q_b \cdot C + Q_{sr} \cdot C_r \quad \dots\dots\dots (2.81)$$

湾内水は well-mixed であるとし、 Q_b に含まれる物質濃度は湾平均濃度 C に等しいとしている。
上式に式 (2.78) の R_b を用いると、

$$C_s = R_b \cdot C + (1 - R_b) \cdot C_r \quad \dots\dots\dots (2.82)$$

式 (2.77), (2.80), (2.82) より、式 (2.76) は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dt} = & \frac{m}{V} + \frac{Q_r}{V} C_r + \frac{(P/T - Q_r) R_s C_s / V - P (1 - R_b) R_s C_s / (VT)}{1 - (1 - R_s) (1 - R_b)} \\ & + \frac{(P/T - Q_r) (1 - R_s) R_b / V - P R_b / (VT)}{1 - (1 - R_s) (1 - R_b)} - k C \quad \dots\dots\dots (2.83) \end{aligned}$$

ここで、種々の海域および条件を想定して、式 (2.83) に基づいた検討を行う。

(A) $m = 0$, $Q_r = 0$, $k = 0$ の場合 (保存性物質)

$$\frac{dC}{dt} = \frac{P}{VT} \cdot \frac{R_s R_b}{1 - (1 - R_s) (1 - R_b)} (C_s - C) \quad \dots\dots\dots (2.84)$$

これを $t = 0$ のとき $C = C_0$ の初期条件の下で解くと、

$$\frac{C_s - C}{C_s - C_0} = \exp(-\alpha t) \quad \dots\dots\dots (2.85)$$

ここに、

$$\alpha = \frac{P}{VT} \cdot \frac{R_s R_b}{1 - (1 - R_s) (1 - R_b)} \quad \dots\dots\dots (2.86)$$

$\alpha > 0$ であるから、湾内の平均濃度は外海濃度 C_s に漸近する。湾内水の平均滞留時間 τ_r は次のように求まる。

$$\tau_r = \frac{1}{\alpha} = \frac{VT}{P} \cdot \frac{1 - (1 - R_s) (1 - R_b)}{R_s R_b} \quad \dots\dots\dots (2.87)$$

外海水と湾内水の交換の程度が大きいほど ($R_s, R_b \rightarrow 1$)、またタイダルプリズムが大きいほど、平均滞留時間は短くなることがわかる。

(B) $Q_r \ll P/T$ の場合 (非保存性物質)

$$\frac{dC}{dt} = \lambda - \mu C \quad \dots\dots\dots (2.88)$$

ここに、

$$\lambda = \frac{m}{V} + \frac{Q_r}{V} C_r + \frac{P}{VT} \cdot \frac{R_s R_b C_s}{1 - (1 - R_s) (1 - R_b)} \quad \dots\dots\dots (2.89)$$

$$\mu = \frac{P}{VT} \cdot \frac{R_s R_b}{1 - (1 - R_s) (1 - R_b)} + k \quad \dots\dots\dots (2.90)$$

式 (2.88) を $t = 0$ のとき $C = C_0$ の初期条件で解くと、 $\lambda - \mu C_0 \neq 0$ として

$$\frac{\lambda - \mu C}{\lambda - \mu C_0} = \exp(-\mu t) \quad \dots\dots\dots (2.91)$$

平衡濃度は次式で与えられる。

$$C(\text{equilibrium}) = \lambda / \mu \quad \dots\dots\dots (2.92)$$

(C) $m = 0$, $Q_r = 0$, $k = 0$, $R_b = 1.0$ の場合 (保存性物質)

$$\frac{dC}{dt} = \frac{P}{VT} \cdot R_s (C_s - C) \quad \dots\dots\dots (2.93)$$

これは Sanford et al.²⁶⁾ のモデルに一致し、『湾内への流入水は全て湾内に残留して混合する』と扱っていることになる。

第5節 結 語

湾域の潮流に関する基本的な特性およびその観測法²⁷⁾ や解析法についての知見は、現在、かなり明確になっている。しかし、水流に伴う物質の輸送現象、特に海水交換現象については、それが内包する多様性のゆえに研究は体系的にまとまる方向へと向かってはいないように思われる。その理由としては、対象とする海域によって扱う現象が異なることや、研究成果を応用すべき現実的な問題の性格も異なっていることが挙げられる。それが海水交換現象の真の姿と言えるのかもしれない。

国内および海外での海水交換に関わる研究を見ると、ある特定の海域を対象として、そこに内在する素過程あるいは素過程間の相互作用を現地観測または数値計算で明確にしようとする立場のもの、あるいは水理模型実験によって当該海域の交換現象を予測しようとする研究が多い。これらの研究成果を総合して、現在、海水交換に関する研究は体系的にまとまりつつあるが、上述したように現象の個性および多様性がそれを困難にしているのが現状である。

海水交換現象に伴う物質の移動は、一般に、潮流よりも長い時間スケールに対して評価されるべき性質のものであると考えられる。したがって、無視できる程のわずかな水流の変化が無視できない現象をもたらす可能性も否定できない。緒論でも述べたように、プロジェクトに対する環境アセスメントにおいては、水流の変化に依る海水交換性の変化についてもさらに検討を付加する必要があるものと考えられる。

参 考 文 献

- 1) 地学団体研究会：地学辞典，平凡社，1988.
- 2) 宗宮功編著：自然の浄化機構，技報堂出版，p.152，1990.
- 3) 中野猿人著：潮汐学－潮汐の調和分解と予報－（復刻版），生産技術センター，1975.
- 4) 日本海洋学会沿岸海洋研究部会編：日本全国沿岸海洋誌，東京大学出版会，1985.
- 5) 近藤徹郎：感潮狭口水路の流速，内水域潮位および最大流速水深の一解析法，土木学会論文報告集，第 206号，pp.49-57，1972.
- 6) DiLorenzo, J.L.: The Overtide and Filtering Response of Small Inlet/Bay Systems. Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Vol.29, Springer-Verlag, pp.24-53, 1988.
- 7) 玉井信行著：密度流の水理，新体系土木工学22，技報堂出版，1980.
- 8) 和田明：沿岸海洋における拡散予測，水工学シリーズ，72-B-5，土木学会水理委員会，1972.
- 9) 海洋科学基礎講座編集委員会編：海洋物理Ⅰ，東海大学出版会，pp.341-346，1970.
- 10) 平野敏行・杉浦健三：河川流入のある小内湾の塩分分布について，東海区水産研究所報告，第22号，pp.1-15，1958.
- 11) 今本博健・道上正規：琵琶湖南湖における拡散特性，第25回海岸工学講演会論文集，pp.566-570，1978.
- 12) 柳哲雄著：沿岸海洋学，恒星社厚生閣，pp.105-106，1989.
- 13) 川合英夫：収束・発散と海の粒々物理学，海洋物理学Ⅱ，東京大学出版会，pp.103-152，1976.
- 14) Okubo, A. and C.C. Ebbesmeyer: Determination of Vorticity, Divergence and Deformation Rates from Analysis of Drougue Observation, Deep Sea Research, Vol.23, pp.349-352, 1976.
- 15) Fischer, H.B., E.J. List, R.C.Y. Koh, J. Imberger and N.H. Brooks: Mixing in Inland and Coastal Waters, Academic Press, 1979.
- 16) 武岡英隆：沿岸海域の海水交換，沿岸海洋研究ノート，第20巻，第2号，pp.169-182，1984.
- 17) Parker, D.S., D.P.Norris and A.W. Nelson: Tidel exchange at Golden Gate, Proc. ASCE, Vol.98, SA2, pp.305-323, 1972.
- 18) 柏井 誠：海水交換概念と海水交換率，日本海洋学会誌，Vol.40, No.2, pp.135-147, 1984.
- 19) 中田英昭・平野敏行：瀬戸水域における海水交流・交換について，水産海洋研究会報，29巻，pp.7-14，1976.
- 20) 今里哲久・淡路敏之：明石・鳴門海峡を通しての海水交換の数値実験，沿岸海洋研究ノート，第20巻，第1号，pp.19-32，1982.
- 21) Bolin, B. and H. Rodhe: A note on the concepts of age distribution and transit time in natural reservoirs, Tellus, 25, pp.58-63, 1973.
- 22) 武岡英隆：海水交換と物質輸送の概念について，愛媛大学紀要，第Ⅲ部（工学），第9巻，第4号，pp.287-298，1980.
- 23) 村上和男・森川雅行・白井正生・佐藤英治：強制循環流による海水交換促進の水理模型実験，－鹿児島湾模型による検討－，港湾技術研究所資料，No.544，1986.
- 24) 上嶋英機・橋本英資・山崎宗弘・宝田盛康：瀬戸内海の海水交換機構－ラグランジュ的手法による水理模型実験－，第31回海岸工学講演会論文集，pp.665-669，1984.
- 25) 大年邦雄：感潮狭水路の水理に関する研究，京都大学防災研究所年報，第36号B-2，pp.537-552，1993.
- 26) Sanford, L.P., W.C. Boicourt and S.R. Rives: Model for Estimating Tidal Flushing of Small Embayments, Proc. ASCE, Vol.118, WW6, pp.635-654, 1992.
- 27) 気象庁編：海洋観測指針，日本気象協会，1985.

第3章 潮流と海水交換の数値モデル

第1節 概説

沿岸海域における物質の移流や拡散を取扱う場合、流れの流速・流向と拡散係数が重要な要素となる。また、取扱う対象によっては水平流れの鉛直分布や流速の鉛直成分等の流れの三次元性が重要となる場合もある。ところが、通常の海域においては水平流が鉛直流に対して卓越しており、平面的な二次元モデルによっても流れや物質拡散の概略を知ることが十分可能である。二次元単層モデルは、多層モデルに比しモデル構成が簡単でありパラメータも少ないことから、実用的なモデルとして従来より沿岸海域での流れや物質の拡散予測に多用されてきている。

流れは溶存または混在している物質の濃度の影響を多少なりとも受けているが、物質濃度が十分小さければ、物質濃度とは独立に流れの計算を先行して行い、求められた流れの場で物質拡散の計算を行うことができる。この場合、拡散方程式を基礎式として濃度分布の拡がり方が計算されるが、拡散計算では外縁部の取扱が難しく¹⁾、適切でない場合には誤った計算結果を導いたり計算が破綻する場合もある。

海水交換現象の予測にとっては、物質が何処からどのような経路を辿って何処に移動するかが重要であって、結果としての濃度分布だけでは不十分なことが多い。すなわち、物質の移動に関する時間的空間的な情報を知ることが必要となる。

本章では、沿岸海域での海水交換を予測する手法のうち、最も頻繁に用いられている二次元単層流れのモデルと、そのモデルにより求められた流れ場での物質移動を追跡するオイラー・ラグランジュ法について詳述する。流れの数値モデルはADI法に限定し、その差分式と解法について述べる。

第2節 潮流の数値モデル

2.1 基礎方程式

水深方向に平均化された二次元単層流れの基礎方程式は次のように表わされる²⁾。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\zeta + h) U] + \frac{\partial}{\partial y} [(\zeta + h) V] = 0 \quad \dots\dots\dots (3.1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} - f V + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - A_h \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) + \frac{g U \sqrt{U^2 + V^2}}{(\zeta + h) C^2} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + f U + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - A_n \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) + \frac{g V \sqrt{U^2 + V^2}}{(\zeta + h) C^2} = 0 \quad (3.3)$$

ここに、式(3.1)は連続式、式(3.2)および式(3.3)はそれぞれx方向およびy方向の運動方程式である。なお、式中の記号の意味は次のようである。

U, V: それぞれx方向およびy方向の流速成分、t: 時間、 ζ : 基準面(平均水面)からの水位変動量、h: 基準面からの水深、f: コリオリ係数、g: 重力加速度、 A_n : 水平渦動粘性係数、C: シェジャー係数

なお、水平渦動粘性係数 A_n およびシェジャー係数Cをここでは次のように定義する。

$$A_n = \alpha u_* (h + \zeta) \quad (3.4)$$

$$C = \frac{1}{n} (h + \zeta)^{1/6} \quad (3.5)$$

ここに、 α は比例係数、nはマンニングの粗度係数、 u_* は摩擦速度でありマンニング則より次式で評価する。

$$u_* = n \sqrt{g (h + \zeta)^{1/6} \sqrt{U^2 + V^2}} \quad (3.6)$$

水平渦動粘性係数は流体の運動状態や運動規模によってその大きさは変化するものであるが、従来の解析モデルでは格子間隔の4/3乗に比例する量として与えられることが多い。例えば金子ら³⁾は、 Δs を格子間隔、 λ を比例係数として次式のように与えている。

$$A_n = \lambda (\Delta s)^{4/3} \quad (3.7)$$

すなわち、対象とする全海域に一律に与え、しかも時間によらず一定値として与えている。このような与え方は非定常な潮流場の計算を行う上で明らかに不合理である。したがって、本研究では、場所的・時間的変化を考慮するために、摩擦速度と水深に比例する形で水平渦動粘性係数を与えている。ただし、比例係数 α については別途検討する必要がある。

2.2 基礎方程式の差分化

iをx方向、jをy方向およびnを時間tに対する格子番号とし、それぞれの分割幅を Δx 、 Δy および Δt とする。各時間ステップにおける変数の計算点と格子点との対応は、図-3.1に示すように staggered scheme である。

ADI法⁴⁾では、時間ステップ Δt を前半と後半に分ける。前半では、連続式とx方向運動方程式を連立させて水位変動 ζ と流速Uを求め、y方向運動方程式より流速Vを計算する。後半では、連続式とy方向運動方程式を連立させて水位変動 ζ と流速Vを求め、x方向運動方程式より流速Uを計算する。このようにADI法では、計算領域内の格子点でx方向とy方向を巡回して計算を行なう。主な利点として次の3点が挙げられる²⁾。

1) xおよびy方向の変数がそれぞれ交互に一方のみ陰形式の差分で表現されるため、計算式が簡

単である。

2) xおよびy方向で陰形式と陽形式の差分を交互に繰り返して計算するので、誤差が相殺され計算が安定する。

3) 計算時間が比較的小さくてすむ。

流れの連続式(3.1)、運動方程式(3.2)および(3.3)に対し、図-3.1に示す格子点上で以下のように差分化する。

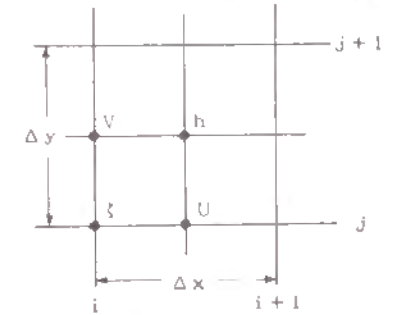


図-3.1 変数の配置

(I) 前半の時間ステップ: $n \Delta t \sim (n+1/2) \Delta t$

(i, j) についての連続式

$$\begin{aligned} \frac{2}{\Delta t} (\zeta_{i,j}^{n+1/2} - \zeta_{i,j}^n) + \frac{1}{\Delta x} (h_{x2} U_{i+1/2,j}^{n+1/2} - h_{x1} U_{i-1/2,j}^{n+1/2}) \\ + \frac{1}{\Delta y} (h_{y2} V_{i,j+1/2}^n - h_{y1} V_{i,j-1/2}^n) = 0 \quad (3.8) \end{aligned}$$

$$\text{ここに、} h_{x2} = (\zeta_{i+1,j}^n + \zeta_{i,j}^n + h_{i+1/2,j-1/2}^n + h_{i+1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad (3.9)$$

$$h_{x1} = (\zeta_{i,j}^n + \zeta_{i-1,j}^n + h_{i-1/2,j-1/2}^n + h_{i-1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad (3.10)$$

$$h_{y2} = (\zeta_{i,j+1}^n + \zeta_{i,j}^n + h_{i+1/2,j+1/2}^n + h_{i-1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad (3.11)$$

$$h_{y1} = (\zeta_{i,j}^n + \zeta_{i,j-1}^n + h_{i+1/2,j-1/2}^n + h_{i-1/2,j-1/2}^n) / 2 \quad (3.12)$$

(i+1/2, j) についてのx方向運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{2}{\Delta t} (U_{i+1/2,j}^{n+1/2} - U_{i+1/2,j}^n) + \frac{1}{2 \Delta x} U_{i+1/2,j}^{n+1/2} (U_{i+3/2,j}^{n+1/2} - U_{i-1/2,j}^n) \\ + \frac{1}{2 \Delta y} V_c (U_{i+1/2,j+1}^n - U_{i+1/2,j-1}^n) - f V_c + \frac{g}{\Delta x} (\zeta_{i+1,j}^{n+1/2} - \zeta_{i,j}^{n+1/2}) \\ - \frac{A_n}{(\Delta x)^2} (U_{i+3/2,j}^n - 2U_{i+1/2,j}^n + U_{i-1/2,j}^n) \\ - \frac{A_n}{(\Delta y)^2} (U_{i+1/2,j+1}^n - 2U_{i+1/2,j}^n + U_{i+1/2,j-1}^n) \\ + g U_{i+1/2,j}^{n+1/2} \sqrt{(U_{i+1/2,j}^n)^2 + (V_c)^2} / (h_c C^2) = 0 \quad (3.13) \end{aligned}$$

$$\text{ここに、} V_c = (V_{i,j-1/2}^n + V_{i+1,j-1/2}^n + V_{i,j+1/2}^n + V_{i+1,j+1/2}^n) / 4 \quad (3.14)$$

$$h_c = (\zeta_{i,j}^n + \zeta_{i+1,j}^n + h_{i+1/2,j-1/2}^n + h_{i+1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad (3.15)$$

$$C = (h_c)^{1/6} / R_n \quad (3.16)$$

R_n はマンニングの粗度係数である。

(i, j+1/2) についてのy方向運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{2}{\Delta t} (V_{i,j+1/2}^{n+1/2} - V_{i,j+1/2}^n) + \frac{1}{2\Delta x} U_c (V_{i+1,j+1/2}^n - V_{i-1,j+1/2}^n) \\ & + \frac{1}{2\Delta y} V_{i,j+1/2}^n (V_{i,j+3/2}^n - V_{i,j-1/2}^n) + f U_c + \frac{g}{\Delta y} (\zeta_{i,j+1}^{n+1/2} - \zeta_{i,j}^{n+1/2}) \\ & - \frac{A_h}{(\Delta x)^2} (V_{i+1,j+1/2}^n - 2V_{i,j+1/2}^n + V_{i-1,j+1/2}^n) \\ & - \frac{A_h}{(\Delta y)^2} (V_{i,j+3/2}^n - 2V_{i,j+1/2}^n + V_{i,j-1/2}^n) \\ & + g V_{i,j+1/2}^{n+1/2} \sqrt{(U_c)^2 + (V_{i,j+1/2}^n)^2} / (h_c C^2) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.17) \end{aligned}$$

ここに、 $U_c = (U_{i-1/2,j}^{n+1/2} + U_{i+1/2,j}^{n+1/2} + U_{i-1/2,j+1}^{n+1/2} + U_{i+1/2,j+1}^{n+1/2}) / 4 \quad \dots\dots\dots (3.18)$

$h_c = (\zeta_{i,j+1}^{n+1/2} + \zeta_{i,j}^{n+1/2} + h_{i+1/2,j+1/2}^n + h_{i-1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad \dots\dots\dots (3.19)$

$C = (h_c)^{1/6} / R_n \quad \dots\dots\dots (3.20)$

(II) 後半の時間ステップ: (n+1/2)Δt ~ (n+1)Δt

(i, j) についての連続式

$$\begin{aligned} & \frac{2}{\Delta t} (\zeta_{i,j}^{n+1} - \zeta_{i,j}^{n+1/2}) + \frac{1}{\Delta x} (h_{x2} U_{i+1/2,j}^{n+1/2} - h_{x1} U_{i-1/2,j}^{n+1/2}) \\ & + \frac{1}{\Delta y} (h_{y2} V_{i,j+1/2}^{n+1} - h_{y1} V_{i,j-1/2}^{n+1}) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.21) \end{aligned}$$

ここに、 $h_{x2} = (\zeta_{i+1,j}^{n+1/2} + \zeta_{i,j}^{n+1/2} + h_{i+1/2,j-1/2}^n + h_{i+1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad \dots\dots\dots (3.22)$

$h_{x1} = (\zeta_{i,j}^{n+1/2} + \zeta_{i-1,j}^{n+1/2} + h_{i-1/2,j-1/2}^n + h_{i-1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad \dots\dots\dots (3.23)$

$h_{y2} = (\zeta_{i,j+1}^{n+1/2} + \zeta_{i,j}^{n+1/2} + h_{i+1/2,j+1/2}^n + h_{i-1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad \dots\dots\dots (3.24)$

$h_{y1} = (\zeta_{i,j}^{n+1/2} + \zeta_{i,j-1}^{n+1/2} + h_{i+1/2,j-1/2}^n + h_{i-1/2,j-1/2}^n) / 2 \quad \dots\dots\dots (3.25)$

(i, j+1/2) についてのy方向運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{2}{\Delta t} (V_{i,j+1/2}^{n+1} - V_{i,j+1/2}^{n+1/2}) + \frac{1}{2\Delta x} U_c (V_{i+1,j+1/2}^{n+1/2} - V_{i-1,j+1/2}^{n+1/2}) \\ & + \frac{1}{2\Delta y} V_{i,j+1/2}^{n+1} (V_{i,j+3/2}^{n+1/2} - V_{i,j-1/2}^{n+1/2}) + f U_c + \frac{g}{\Delta y} (\zeta_{i,j+1}^{n+1} - \zeta_{i,j}^{n+1}) \\ & - \frac{A_h}{(\Delta x)^2} (V_{i+1,j+1/2}^{n+1/2} - 2V_{i,j+1/2}^{n+1/2} + V_{i-1,j+1/2}^{n+1/2}) \\ & - \frac{A_h}{(\Delta y)^2} (V_{i,j+3/2}^{n+1/2} - 2V_{i,j+1/2}^{n+1/2} + V_{i,j-1/2}^{n+1/2}) \\ & + g V_{i,j+1/2}^{n+1} \sqrt{(U_c)^2 + (V_{i,j+1/2}^{n+1/2})^2} / (h_c C^2) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.26) \end{aligned}$$

ここに、 $U_c = (U_{i-1/2,j}^{n+1/2} + U_{i+1/2,j}^{n+1/2} + U_{i-1/2,j+1}^{n+1/2} + U_{i+1/2,j+1}^{n+1/2}) / 4 \quad \dots\dots\dots (3.27)$

$h_c = (\zeta_{i,j+1}^{n+1/2} + \zeta_{i,j}^{n+1/2} + h_{i+1/2,j+1/2}^n + h_{i-1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad \dots\dots\dots (3.28)$

$C = (h_c)^{1/6} / R_n \quad \dots\dots\dots (3.29)$

(i+1/2, j) についてのx方向運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{2}{\Delta t} (U_{i+1/2,j}^{n+1} - U_{i+1/2,j}^{n+1/2}) + \frac{1}{2\Delta x} U_{i+1/2,j}^{n+1} (U_{i+3/2,j}^{n+1/2} - U_{i-1/2,j}^{n+1/2}) \\ & + \frac{1}{2\Delta y} V_c (U_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} - U_{i+1/2,j-1}^{n+1/2}) - f V_c + \frac{g}{\Delta x} (\zeta_{i+1,j}^{n+1} - \zeta_{i,j}^{n+1}) \\ & - \frac{A_h}{(\Delta x)^2} (U_{i+3/2,j}^{n+1/2} - 2U_{i+1/2,j}^{n+1/2} + U_{i-1/2,j}^{n+1/2}) \\ & - \frac{A_h}{(\Delta y)^2} (U_{i+1/2,j+1}^{n+1/2} - 2U_{i+1/2,j}^{n+1/2} + U_{i+1/2,j-1}^{n+1/2}) \\ & + g U_{i+1/2,j}^{n+1} \sqrt{(U_{i+1/2,j}^{n+1/2})^2 + (V_c)^2} / (h_c C^2) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.30) \end{aligned}$$

ここに、 $V_c = (V_{i,j-1/2}^{n+1/2} + V_{i,j+1/2}^{n+1/2} + V_{i+1/2,j-1/2}^{n+1/2} + V_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2}) / 4 \quad \dots\dots\dots (3.31)$

$h_c = (\zeta_{i+1,j}^{n+1} + \zeta_{i,j}^{n+1} + h_{i+1/2,j-1/2}^n + h_{i+1/2,j+1/2}^n) / 2 \quad \dots\dots\dots (3.32)$

$C = (h_c)^{1/6} / R_n \quad \dots\dots\dots (3.33)$

2.3 計算式および計算手順

前半では、連続式(3.8)とx方向運動方程式(3.13)を連立させて水位変動 ζ と流速 U を求めた後、y方向運動方程式(3.17)より流速 V を陽的に計算する。後半では、連続式(3.21)とy方向運動方程式(3.26)を連立させて水位変動 ζ と流速 V を求めた後、x方向運動方程式(3.30)より流速 U を陽的に計算する。以下では、前半の計算手順について説明する。

式(3.8)を次のように変形する。

$$-\gamma_{i-1/2,j} U_{i-1/2,j}^{n+1/2} + \zeta_{i,j}^{n+1/2} + \gamma_{i+1/2,j} U_{i+1/2,j}^{n+1/2} = A_{i,j}^n \quad \dots\dots\dots (3.34)$$

ここに、 $\gamma_{i-1/2,j} = \frac{\Delta t}{2\Delta x} h_{x1} \quad \dots\dots\dots (3.35)$

$\gamma_{i+1/2,j} = \frac{\Delta t}{2\Delta x} h_{x2} \quad \dots\dots\dots (3.36)$

$$A_{i,j}^n = \frac{\Delta t}{2\Delta y} (h_{x1} V_{i,j-1/2}^n - h_{x2} V_{i,j+1/2}^n) + \zeta_{i,j}^n \quad \dots\dots\dots (3.37)$$

式(3.34)は次のように表わされる。

$$\zeta_{i,j}^{n+1/2} = -P_{i,j} U_{i+1/2,j}^{n+1/2} + Q_{i,j} \quad \dots\dots\dots (3.38)$$

ここに、 $P_{i,j} = \gamma_{i+1/2,j} \quad \dots\dots\dots (3.39)$

$$Q_{i,j} = A_{i,j}^n + \gamma_{i-1/2,j} U_{i-1/2,j}^{n+1/2} \quad \dots\dots\dots (3.40)$$

式(3.13)は次の形に書き換えられる。

$$-\gamma_{i,j} \zeta_{i,j}^{n+1/2} + \gamma_{i+1/2,j}^g U_{i+1/2,j}^{n+1/2} + \gamma_{i+1,j} \zeta_{i+1,j}^{n+1/2} = B_{i+1/2,j}^n \quad \dots (3.41)$$

ここに、

$$\gamma_{i,j} = \gamma_{i+1,j} = \frac{\Delta t}{2\Delta x} g \quad \dots\dots\dots (3.42)$$

$$\gamma_{i+1/2,j}^g = 1 + \frac{\Delta t}{4\Delta x} (U_{i+3/2,j}^n - U_{i-1/2,j}^n) \quad \dots\dots\dots (3.43)$$

$$\begin{aligned} B_{i+1/2,j}^n &= U_{i+1/2,j}^n - \frac{\Delta t}{4\Delta y} V_c (U_{i+1/2,j+1}^n - U_{i+1/2,j-1}^n) + \frac{\Delta t}{2} f V_c \\ &+ \frac{A_h \Delta t}{2(\Delta x)^2} (U_{i+3/2,j}^n - 2U_{i+1/2,j}^n + U_{i-1/2,j}^n) \\ &+ \frac{A_h \Delta t}{2(\Delta y)^2} (U_{i+1/2,j+1}^n - 2U_{i+1/2,j}^n + U_{i+1/2,j-1}^n) \\ &- \frac{\Delta t}{2} g U_{i+1/2,j}^n \sqrt{(U_{i+1/2,j}^n)^2 + (V_c)^2} / (h_c C^2) \quad \dots\dots\dots (3.44) \end{aligned}$$

式(3.38)を式(3.41)に代入すると、次の式が得られる。

$$U_{i+1/2,j}^{n+1/2} = -R_{i,j} \zeta_{i+1,j}^{n+1/2} + S_{i,j} \quad \dots\dots\dots (3.45)$$

ここに、

$$R_{i,j} = \frac{\gamma_{i+1,j}}{\gamma_{i+1/2,j}^g + \gamma_{i,j} P_{i,j}} \quad \dots\dots\dots (3.46)$$

$$S_{i,j} = \frac{B_{i+1/2,j}^n + \gamma_{i,j} Q_{i,j}}{\gamma_{i+1/2,j}^g + \gamma_{i,j} P_{i,j}} \quad \dots\dots\dots (3.47)$$

式(3.34)の*i*を*i+1*とすると、

$$-\gamma_{i+1/2,j} U_{i+1/2,j}^{n+1/2} + \zeta_{i+1,j}^{n+1/2} + \gamma_{i+3/2,j} U_{i+3/2,j}^{n+1/2} = A_{i+1,j}^n \quad \dots\dots (3.48)$$

さらに、式(3.45)を上式に代入すると次式が得られる。

$$\zeta_{i+1,j}^{n+1/2} = -P_{i+1,j} U_{i+3/2,j}^{n+1/2} + Q_{i+1,j} \quad \dots\dots\dots (3.49)$$

ここに、

$$P_{i+1,j} = \frac{\gamma_{i+3/2,j}}{1 + \gamma_{i+1/2,j} R_{i,j}} \quad \dots\dots\dots (3.50)$$

$$Q_{i+1,j} = \frac{A_{i+1,j}^n + \gamma_{i+1/2,j} S_{i,j}}{1 + \gamma_{i+1/2,j} R_{i,j}} \quad \dots\dots\dots (3.51)$$

また、式(3.41)の*i*を*i+1*とすると、次の式になる。

$$-\gamma_{i+1,j} \zeta_{i+1,j}^{n+1/2} + \gamma_{i+3/2,j}^g U_{i+3/2,j}^{n+1/2} + \gamma_{i+2,j} \zeta_{i+2,j}^{n+1/2} = B_{i+3/2,j}^n \quad \dots (3.52)$$

さらに、式(3.49)を上式に代入すると次式が得られる。

$$U_{i+3/2,j}^{n+1/2} = -R_{i+1,j} \zeta_{i+2,j}^{n+1/2} + S_{i+1,j} \quad \dots\dots\dots (3.53)$$

ここに、

$$R_{i+1,j} = \frac{\gamma_{i+2,j}}{\gamma_{i+3/2,j}^g + \gamma_{i+1,j} P_{i+1,j}} \quad \dots\dots\dots (3.54)$$

$$S_{i+1,j} = \frac{B_{i+3/2,j}^n + \gamma_{i+1,j} Q_{i+1,j}}{\gamma_{i+3/2,j}^g + \gamma_{i+1,j} P_{i+1,j}} \quad \dots\dots\dots (3.55)$$

式(3.54)と式(3.55)は、それぞれ式(3.46)および式(3.54)と同一の形式である。したがって、 ζ と*U*は、次のような循環式を用いることにより次々と解を求めることができる。

$$\zeta_{i,j}^{n+1/2} = -P_{i,j} U_{i+1/2,j}^{n+1/2} + Q_{i,j} \quad \dots\dots\dots (3.56)$$

$$U_{i-1/2,j}^{n+1/2} = -R_{i-1,j} \zeta_{i,j}^{n+1/2} + S_{i-1,j} \quad \dots\dots\dots (3.57)$$

まず*P_{i,j}*、*Q_{i,j}*、*R_{i,j}*、*S_{i,j}*を*x*方向に*i*の増加する方向に求めておき、次に式(3.56)と式(3.57)を交互に用いて*i*の減少する方向に ζ と*U*を求める。このようにして全ての*j*について求めた ζ と*U*を式(3.17)に代入して領域内の*V*を計算する。

後半では、連続式(3.21)と*y*方向運動方程式(3.26)を連立させて水位変動 ζ と流速*V*を求めた後、*x*方向運動方程式(3.30)より流速*U*を陽的に計算する。その計算手順は前半と全く同様であり、ここでは、計算式のみを記述するにとどめる。

$$\zeta_{i,j}^{n+1} = -E_{i,j} V_{i,j+1/2}^{n+1} + F_{i,j} \quad \dots\dots\dots (3.58)$$

$$V_{i,j-1/2}^{n+1} = -L_{i,j-1} \zeta_{i,j}^{n+1} + M_{i,j-1} \quad \dots\dots\dots (3.59)$$

ここに、

$$E_{i,j} = \frac{k_{i,j+1/2}}{1 + k_{i,j+1/2} L_{i,j-1}} \quad \dots\dots\dots (3.60)$$

$$F_{i,j} = \frac{a_{i,j}^{n+1/2} + k_{i,j+1/2} M_{i,j-1}}{1 + k_{i,j+1/2} L_{i,j-1}} \quad \dots\dots\dots (3.61)$$

$$L_{i,j} = \frac{k_{i,j+1}}{k_{i,j+1/2}^2 + k_{i,j} E_{i,j}} \quad \dots\dots\dots (3.62)$$

$$M_{i,j} = \frac{b_{i,j+1/2}^{n+1/2} + k_{i,j} F_{i,j}}{k_{i,j+1/2}^2 + k_{i,j} E_{i,j}} \quad \dots\dots\dots (3.63)$$

$$a_{i,j}^{n+1/2} = \frac{\Delta t}{2\Delta x} (h_{x1} U_{i-1/2,j}^{n+1/2} - h_{x2} U_{i+1/2,j}^{n+1/2}) + \zeta_{i,j}^{n+1/2} \quad \dots\dots\dots (3.64)$$

$$\begin{aligned} b_{i,j+1/2}^{n+1/2} = & V_{i,j+1/2}^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{4\Delta x} U_c (V_{i+1,j+1/2}^{n+1/2} - V_{i-1,j+1/2}^{n+1/2}) - \frac{\Delta t}{2} f U_c \\ & + \frac{A_h \Delta t}{2(\Delta x)^2} (V_{i+1,j+1/2}^{n+1/2} - 2V_{i,j+1/2}^{n+1/2} + V_{i-1,j+1/2}^{n+1/2}) \\ & + \frac{A_h \Delta t}{2(\Delta y)^2} (V_{i,j+3/2}^{n+1/2} - 2V_{i,j+1/2}^{n+1/2} + V_{i,j-1/2}^{n+1/2}) \\ & - \frac{\Delta t}{2} g V_{i,j+1/2}^{n+1/2} \sqrt{(U_c)^2 + (V_{i,j+1/2}^{n+1/2})^2} / (h_c C^2) \quad \dots\dots\dots (3.65) \end{aligned}$$

$$k_{i,j} = \frac{\Delta t}{2\Delta y} g \quad \dots\dots\dots (3.66)$$

$$k_{i,j+1/2} = \frac{g \Delta t}{4\Delta y} (h_{i+1/2,j+1/2} + h_{i-1/2,j+1/2} + \zeta_{i,j+1}^{n+1/2} + \zeta_{i,j}^{n+1/2}) \quad \dots\dots\dots (3.67)$$

$$k_{i,j+1/2}^2 = 1 + \frac{\Delta t}{4\Delta y} (V_{i,j+3/2}^{n+1/2} - V_{i,j-1/2}^{n+1/2}) \quad \dots\dots\dots (3.68)$$

後半では、まず $E_{i,j}$ 、 $F_{i,j}$ 、 $L_{i,j}$ 、 $M_{i,j}$ を y 方向に j の増加する方向に求めておき、次に式(3.58)と式(3.59)を交互に用いて j の減少する方向に U と V を求める。このようにして全ての j について求めた U と V を式(3.20)に代入して領域内の U を計算する。

第3節 海水交換の数値モデル

3.1 オイラー・ラグランジュ法の基本的な考え方

沿岸海域での種々の物質の移動や分布を扱うためには、海水粒子の動きを知り、それを追跡しなければならない。それは、物質が時間的に拡がる現象が、その物質を荷った海水粒子が移動し拡散する現象だからである。したがって、この問題に対処する自然な方法は、個々の海水粒子の移動に直接注目するラグランジュの運動方程式系を解くことである。しかし、それを具体的に実行するのは容易ではない。そこで、海水運動を流速の場とその変形で捉えるオイラーの運動方程式系をまず解き、その結果求めた流速場の中で、個々の海水粒子がどのように動くかをオイラー・ラグランジュの問題として解く方法が用いられる⁶⁻⁷⁾。すなわち、下の概念図に示される手順で問題が検討される。

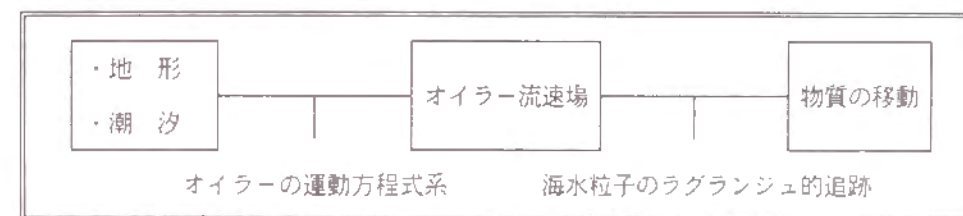


図-3.2 オイラー・ラグランジュ法の基本的な考え方

従来より、物質輸送には恒流や恒流のシアが重要だと言われているが、恒流は単なる数学的な平均流であって、その物理的な実体は明確でない。短い時間スケールにおける物質の移動にとって重要なのは、時間とともに変化する流れそのものであって、恒流ではない。例えば、海峡を通しての海水交換では、交換される水塊が移動する範囲内にどのような潮流が時間的に分布しているかが重要なものであって、海峡断面の恒流は意味を持たない。このとき、上述したオイラー・ラグランジュ法が有効となってくる。また、この方法を用いると、どの部分の水が交換され易いのか、それらの水塊がどれくらいの時間をかけてどのように移動して行くのかということも検討可能になる。

一方、湾奥部での流れの状況は、海峡部でのそれと比べると時間的・空間的な変化が大きいことが多い。そのために、潮流の振動成分だけを考えると、海水粒子は1周期後には殆ど元の位置に戻る。したがってこのような場合には、オイラー・ラグランジュ法を用いなくとも、恒流だけで海水粒子が移動すると見なして検討しても十分な結果となる。

3.2 海水粒子の追跡法

計算されたオイラー流速場を用いて海水粒子を追跡する計算アルゴリズムとして、以下のものが提案されている。ただし、記号の意味は次の通りである。

- $X(t) = (x^n, y^n)$: タイムステップ $t = n\Delta t$ における粒子の位置ベクトル
- $u = u(X) = (U, V)$: 粒子位置 X でのオイラー流速ベクトル

$u_x = (\partial U / \partial x, \partial V / \partial y)$: 流速のシア-

$X(t + \Delta t) = (x^{n+1}, y^{n+1})$: 求めたい粒子の位置ベクトル

(1) Euler forward step 法⁸⁾

$$X(t + \Delta t) = X(t) + u(t) \cdot \Delta t \quad \dots\dots\dots (3.69)$$

(2) Predictor-Corrector法^{1, 9)}

$$\begin{aligned} X^*(t + \Delta t) &= X(t) + u(t) \cdot \Delta t \\ X(t + \Delta t) &= X(t) + \{u(t) + u^*(t)\} \Delta t / 2 \quad \dots\dots\dots (3.70) \\ u^* &\text{は粒子位置 } X^* \text{ における流速ベクトル} \end{aligned}$$

(3) Forth-order Runge-Kutta法¹⁰⁾

$$\begin{aligned} X_1 &= X + u \cdot \Delta t / 2 \\ u_2 &= u(X_1) \quad X_2 = X + u_2 \cdot \Delta t / 2 \\ u_3 &= u(X_2) \quad X_3 = X + u_3 \cdot \Delta t \\ u_4 &= u(X_3) \\ X(t + \Delta t) &= X(t) + \{u + 2u_2 + 2u_3 + u_4\} / 6 \quad \dots\dots\dots (3.71) \end{aligned}$$

(4) Adams-Bashforth法⁸⁾

$$X(t + \Delta t) = X(t) + \{3u(t) - u(t - \Delta t)\} \Delta t / 2 \quad \dots\dots\dots (3.72)$$

(5) Bennett-Clites 法⁸⁾ : 下の2式を連立させて (x^{n+1}, y^{n+1}) を求める。

$$\frac{x^{n+1} - x^n}{\Delta t} = U + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial U}{\partial x} (x^{n+1} - x^n) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial U}{\partial y} (y^{n+1} - y^n) \quad \dots\dots\dots (3.73)$$

$$\frac{y^{n+1} - y^n}{\Delta t} = V + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial V}{\partial x} (x^{n+1} - x^n) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial V}{\partial y} (y^{n+1} - y^n) \quad \dots\dots\dots (3.74)$$

(6) Imasato-Awaji法^{6, 7)}

$$X(t + \Delta t) = X(t) + \Delta X + (\Delta t) \cdot (\Delta X) u_x\{X(t), t\} \quad \dots\dots\dots (3.75)$$

$$\Delta X = \Delta t [u\{X(t), t\} + u\{X(t), t + \Delta t\}] / 2 \quad \dots\dots\dots (3.76)$$

以上の各種方法の中で、(5)と(6)は物理的な意味の明確な流速のシア-を考慮しており、時間刻み Δt を適当に小さく選べば、計算精度を向上させることができよう。

(7) 乱流拡散を考慮する方法

上述した各方法は、粒子の移動量 ΔX および ΔY が流速場に対して決定論的に計算され乱流拡散が考慮されていない。乱流拡散による移動分 ΔX_0 および ΔY_0 を1次元拡散とのアナロジーより、次式で評価する。

$$\Delta X_0 = \sqrt{8 K \Delta t} \operatorname{erf}^{-1}(\alpha) \quad \dots\dots\dots (3.77)$$

$$\Delta Y_0 = \sqrt{8 K \Delta t} \operatorname{erf}^{-1}(\beta) \quad \dots\dots\dots (3.78)$$

ここに、 α と β は $[0, 1]$ のランダム変数、 K は乱流拡散係数である。

粒子の新位置は次のように計算される。

$$X(t + \Delta t) = X(t) + \Delta X + \Delta X_0 \quad \dots\dots\dots (3.79)$$

$$Y(t + \Delta t) = Y(t) + \Delta Y + \Delta Y_0 \quad \dots\dots\dots (3.80)$$

この方法は、乱流拡散係数が適切であればより現実的な予測を可能にするものと考えられる。第7章での海水交換に関するシミュレーションでは、この手法を用いている。

第4節 結 語

本章では、実用的なモデルとして従来より多用されている二次元単層モデルに立脚し、海水交換現象の予測手法としてのオイラー・ラグランジュ法について、その基本的な考え方を示した。海水交換現象の予測にとっては、物質が何処からどのような経路を辿って何処に移動するかが重要であって、物質の移動に関する時間的・空間的な情報を知ることが必要であることを強調した。

第2節では、基礎方程式のADI法による差分化と計算式(計算手順)について詳述した。また、基礎方程式に含まれる水平渦動粘性係数は、本来、流体の運動状態や運動規模によってその大きさが変化するものであるにもかかわらず、従来の解析モデルでは格子間隔の4/3乗に比例する量として与えられることが多いことに鑑み、本研究では、場所的・時間的変化を考慮するために、摩擦速度と水深の積に比例する形で水平渦動粘性係数を与えた。

第3節では、オイラー・ラグランジュ法の基本的な考え方を示し、海水粒子を追跡する計算アルゴリズムとして、流速のシア-や乱流拡散を考慮する方法について要約した。

参 考 文 献

- 1) Gordon, J.O. and M. Sydor: Plume Development Using Lagrangian Marker Method, Proc. ASCE, Vol.107, WW3, pp.131-140, 1981.
- 2) 堀江毅: 沿岸海域の水の流れと物質の拡散に関する水理学的研究, 京都大学学位論文, 1981.
- 3) 金子安雄・堀江毅・村上和男: ADI法による潮流と汚染拡散の数値計算—大阪湾に適用した場合について—, 港湾技術研究所報告, 第14巻1号, 1975.
- 4) Leendertse, J.J.: A Water-Quality Simulation Model for Well-Mixed Estuaries and Coastal Sea, Vol.2, Computation Procedures, Rep.R-708-NYC, Rand Corporation, 1971.

- 5) Cheng, R.T. and V. Casulli: On Lagrangian Residual Currents with Application in South San Francisco Bay, California. Water Resources Research. Vol.18, No.6, pp.1652-1662, 1982.
- 6) 今里哲久・淡路敏之：明石・鳴門海峡を通しての海水交換の数値実験，沿岸海洋研究ノート，第20巻，第1号，pp.19-32，1982.
- 7) Awaji, T., N. Imasato and H. Kunishi: Tidal Exchange Through A Strait -A Numerical Experiment Using A Simple Model Basin, Jour. Phys. Oceanogr., Vol.10, pp.1499-1508, 1980.
- 8) Ramsden, D. and G. Holloway: Timestepping Lagrangian Particles in Two Dimensional Eulerian Flow Fields, Journal of Computational Physics, Vol.95, pp.101-116, 1991.
- 9) Buning, P.G.: Numerical Algorithms in CFD Post-Processing, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 1989-07, 1989.
- 10) Press, W.H. et al.: Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing, Cambridge University Press, pp.550-554, 1989.

第4章 潮流の水理模型実験法に関する研究

第1節 概説

湾域のような広い範囲を対象とする水理模型実験では、ひずみなして模型の縮尺を小さくすると水深が小さくなり過ぎるので、粘性による種々の効果が効かなくなる程度に模型をひずませる必要がある。すなわち、水平縮尺に対して鉛直縮尺を大きくとったひずみ模型が多用される^{1)~7)}。ひずみ模型では幾何学的相似と運動学的相似がくずれ、力学的相似だけが達成されるように諸量の縮尺が決められる⁸⁾。

ひずみ模型の影響の現われ方は、模型の形状や水理量および着目する現象によって異なる。すなわち、対象とする原型の状況や実験目的によってひずみの影響度は異なるので、実験結果の解釈に際しては模型ひずみに対する十分な理解をもつことが必要である。一般に、湾域における現象は三次元的で水理量は水平方向と鉛直方向にも分布しているが、模型をひずませると鉛直分布を再現することは不可能である。したがって、現象の三次元効果があまり顕著でない場合にひずみ模型の適用が可能となる。

このように、水理模型実験には原型の現象を再現する上で一定の限界がある。しかし、流れの可視化が容易であり、現象を総合的に把握し易いという長所を持っている。さらに、基礎式中の各項を定式化することの困難な現象に対しては唯一の予測手法であると言える。

本章では、ひずみ模型における潮流の相似則を示し、潮流による拡散現象の相似則について検討を加える。さらに、潮流を対象とした模型実験法について、著者の経験を混じえて取りまとめる。

第2節 水理相似則

2.1 潮流の相似則

潮流の卓越する海域を対象とした水理模型実験の相似則は、以下のようにして導かれる。

圧力が静水圧力分布で近似される場合、海底から水面まで平均した鉛直平均流の流れ方向に対する運動方程式は、拡散項を省略すると次式で示される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{g n^2}{h^{4/3}} U^2 \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

ここに、UおよびVはそれぞれxおよびy方向の平均流速、tは時間、 ζ は平均水面からの昇降量、nはマンニングの粗度係数、gは重力加速度、hは水深（径深に代えて水深とする）である。

ここで、原型に対する諸量に添字 p、模型に対する諸量に添字 m を付けて表わすと、式(4.1) は原型および模型の両者について成立せねばならないので、それぞれ次のように表わされる。

$$\text{原型: } \frac{\partial U_p}{\partial t_p} + U_p \frac{\partial U_p}{\partial x_p} + V_p \frac{\partial U_p}{\partial y_p} = -g_p \frac{\partial \zeta_p}{\partial x_p} - \frac{g_p n_p^2}{h_p^{4/3}} U_p^2 \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

$$\text{模型: } \frac{\partial U_m}{\partial t_m} + U_m \frac{\partial U_m}{\partial x_m} + V_m \frac{\partial U_m}{\partial y_m} = -g_m \frac{\partial \zeta_m}{\partial x_m} - \frac{g_m n_m^2}{h_m^{4/3}} U_m^2 \quad \dots\dots\dots (4.3)$$

いま、模型と原型における諸量の比に添字 r を付すと、すなわち、 $U_r = U_m / U_p$ のように表わすと、式(4.3) より次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{U_r}{t_r} \frac{\partial U_p}{\partial t_p} + \frac{U_r^2}{x_r} \cdot U_p \frac{\partial U_p}{\partial x_p} + \frac{U_r V_r}{y_r} \cdot V_p \frac{\partial U_p}{\partial y_p} \\ = - \frac{g_r \zeta_r}{x_r} \cdot g_p \frac{\partial \zeta_p}{\partial x_p} - \frac{g_r U_r^2 n_r^2}{h_r^{4/3}} \cdot \frac{g_p n_p^2}{h_p^{4/3}} U_p^2 \quad \dots\dots\dots (4.4) \end{aligned}$$

原型と模型が力学的に相似であるには、式(4.2) と (4.4)の対応する各項の比が等しくなければならない。よって次式が成立する。

$$\frac{U_r}{t_r} = \frac{U_r^2}{x_r} = \frac{U_r V_r}{y_r} = \frac{g_r \zeta_r}{x_r} = \frac{g_r U_r^2 n_r^2}{h_r^{4/3}} \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

① ② ③ ④ ⑤

上式の②、④より、

$$U_r = g_r^{1/2} \zeta_r^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

が得られる。これは原型と模型とでフルード数を一致させようとするもので、フルードの相似則と呼ばれる。 $g_r = 1$ および $\zeta_r = h_r$ であるから、次式のようになる。

$$U_r = h_r^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

①、②より、 $t_r = x_r U_r^{-1}$ が得られ、式(4.6) を考慮すると

$$t_r = x_r h_r^{-1/2} \quad \dots\dots\dots (4.7)$$

②、③より、 $V_r = U_r y_r x_r^{-1}$ となるが、 $x_r = y_r$ であるから、

$$V_r = U_r = h_r^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4.8)$$

②、⑤より、 $g_r = 1$ を考慮すると、

$$n_r = x_r^{-1/2} h_r^{2/3} \quad \dots\dots\dots (4.9)$$

以上のように、縮尺 x_r (水平) と h_r (鉛直) が与えられると、流速、時間および摩擦に関する相似関係が得られる。実際には潮流現象が生起する原型の粗度係数が明確でないことが多く、式(4.9) の関係を満たすことは困難である。したがって、潮汐の潮差・位相および生起する潮流の流向・流速が再現できるように試行錯誤的に人工粗度を付加し、対象とする現象が再現できるように模型の流況を調整する方法を用いることが多い。

2.2 拡散現象の相似性

模型の中に染料を放出した場合を想定する。染料は水平方向と鉛直方向に拡がるが、一般に、水平方向の拡がり(水平拡散係数)は鉛直方向の拡がり(鉛直拡散係数)よりも大きい。

水平的な面積の拡がり率が原型と模型で相似であると、次の関係が満たされる。

$$K_{tr} = x_r^2 / t_r = x_r h_r^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4.10)$$

ここに、 K_{tr} は水平的な面積の拡がり率の模型と原型の比率である。

「拡散現象は拡がりの代表長 L の 4/3 乗に比例する」とした Richardson の 4/3 乗則、すなわち、

$$K_t = \varepsilon^{1/3} L^{4/3} \quad \dots\dots\dots (4.11)$$

が原型と模型で成立すると仮定すると、

$$K_{tr} = \varepsilon_r^{1/3} L_r^{4/3} = \varepsilon_r^{1/3} x_r^{4/3} \quad \dots\dots\dots (4.12)$$

ここに、 ε はエネルギー逸散率である。ここで、 $\varepsilon_r = 1$ とおけるならば、式(4.10)、(4.12) より得られる式(4.13)が満たされるように模型の縮尺を選定すれば、拡散の相似性が得られる。

$$h_r = x_r^{2/3} \quad \dots\dots\dots (4.13)$$

上式は樋口ら³¹⁾によって提唱され、鹿島灘や水島灘の実験でその適合性が示された。

Richardson の 4/3 乗則が本当に成立するのかどうかを検討するため、瞬間点源拡散実験(濃度分布、拡がり面積の時間変化)や流速変動のスペクトル解析等が精力的に実施されたが、1970年代の始めに、「潮汐水理模型内での拡散は、式(4.11)とは全く異なった法則に従い、その結果、拡散現象の相似性は満たされない」という理論が提唱された。それがシア分散理論である。

シア分散とは「流速の場所的变化が引き起こす伸び変化と、乱流拡散による一様化機構との相互作用による見かけの物質分散機構」であり、その時の見かけの拡散係数をシア分散係数という。

潮流のように振動する流れに対しては、Bowden⁹¹⁾やFischer¹⁰¹⁾が模式化された流れについて理論的にシア分散機構を検討した。

水理模型実験におけるシア分散の相似については、次のように考えることができる^{11)、12)}。実験で対象とするような水域における見かけの拡散特性は、海洋拡散理論によるよりも、開水路の定常理論に従うと考えられる。したがって、水平および鉛直拡散係数は、摩擦速度 u_* と水深 h の積に比例するとして扱う。すなわち、

$$K_t, K_z \sim u_* \cdot h \quad \dots\dots\dots (4.14)$$

模型と原型との比をとると、

$$K_{tr}, K_{zr} = u_{*r} h_r = h_r^2 x_r^{-1/2} \quad \dots\dots\dots (4.15)$$

上式と式(4.10)とは一致しない。また、式(4.10)と同様な考えより、

$$K_{zr} = h_r^2 / t_r = h_r^{5/2} x_r^{-1} \quad \dots\dots\dots (4.16)$$

が得られるが、これも式(4.15)とは一致しない。

上述した検討を要約すると、下表のようにまとめられる。

拡散係数の相似	面積の拡がり率の相似
$K_{tr} = u_r h_r = h_r^2 x_r^{-1/2}$ …式(4.15)	$K_{tr} = x_r^2 / t_r = x_r h_r^{1/2}$ …式(4.10)
$K_{zr} = u_r h_r = h_r^2 x_r^{-1/2}$ …式(4.15)	$K_{zr} = h_r^2 / t_r = h_r^{5/2} x_r^{-1}$ …式(4.16)

模型実験では、通常、放出した染料の拡がりを計測して見かけの拡散係数を求めることが多いが、

$$\text{水平方向： 式(4.15)／式(4.10) = } (h_r / x_r)^{3/2} \dots\dots\dots (4.17)$$

$$\text{鉛直方向： 式(4.15)／式(4.16) = } (h_r / x_r)^{-1/2} \dots\dots\dots (4.18)$$

であるから、ひずみ模型では、水平混合が過大に、鉛直混合が過小に再現されることになる。

以上より、水理模型実験から拡散係数を推定する場合には、物質の拡がりかどのような物理構造に基づいているのかということについての考察が不可欠であることが認識される。

第3節 実験装置および実験方法

模型の縮尺が決定され¹⁾対象海域の範囲が決められると、それに対応する模型が作成される。次に起潮機および必要な場合には回流装置を用いて模型に潮汐・潮流が付与され、必要な実験が行なわれることになる。計測装置、計測技術およびデータ処理の性能は日進月歩しているが、基本的な計測内容は従来と大きな相違はない。模型水槽の作成や水理模型実験例については樋口^{13, 14)}が詳しく紹介しているので、ここでは、第7章に記述している大阪湾模型の作成手順を表-4.1に示し、起潮機の特徴を表-4.2にまとめておくにとどめる。

本節では、著者が実施したトレーサー法による水面流況の可視化計測、河川水拡散実験および海水交換実験を通して得られた各実験法での注意点等についての概略を説明する。また、これらを要約したものを表-4.3に示している。

(I) トレーサー法による水面流況の可視化計測

水面に浮くトレーサーの流動を撮影するものであるが、肝心なことは、1)トレーサーの動きが水流の流動を表わしていること、2)いかにしてコントラストが良く解析に支障の無い写真または映像を撮影するか(照明法に工夫)、3)トレーサーの移動方向をいかにして判断するか(写真の場合)、の3点である。模型が大型化する程、2)の要件を満足するのが困難になる。

トレーサーは模型の規模や流動のスケール等に応じて選択されるが、投入時に水面を乱さず撮影領域に均等に分布していること(露光時間や流速に応じて分布密度は異なる)、トレーサー同士が付着せず回収が容易で出来れば再利用可能であること、を考慮する必要がある。

(II) 河川水拡散実験

河川水に対応する浮力をどのように与えるかが最も重要である。一般的には内部フルード数を放流

表-4.1 模型水槽の製作手順(モルタルを用いる場合)

1	対象海域の海図あるいは水深図から、模型の製作図面を作成する。
2	模型を作る場所にコンクリートの床を打つ。 床の不等沈下は、ヒビ割れ、漏水の原因となるから、基礎工事を念入りに行う。
3	模型の輪郭を床上に描く、いわゆるスミ入れを行う。
4	模型水槽の外壁をコンクリートブロックなどで作る。
5	水槽の内面をアスファルトなどで防水する。 水位計測用連通管を用いるなら、壁を貫く部分だけ先に作り、周りを防水しておく。
6	中込めの砂または貧配合のコンクリートを入れ、大ざっぱな地形を作る。 棄てコンクリートの床にしておく。
7	その上に等深線を描く。
8	等深線に沿って、所定の高さの天端を持つ堤防のようなものを作る。(トク板等) 地形が不複雑な場合には、水深毎に色分けした棒を各等深線沿いに立てて行く。
9	塗り込めてならず。 必要に応じて刷毛仕上げにする。
10	模型内の位置検知が必要であれば、ペンキ等で目地を入れる。
11	必要であれば人工粗度を配置する。

表-4.2 起潮装置の特徴

形式	特 徴
気圧式	・模型水槽の一端に、水面下に口を開いた空気室を連結 長所：広い幅に渡って一様に水位を上下することが可能 短所：空気の圧縮性のために系全体の応答が遅い
ランジャー式	・一部水面下に入るように吊り下げた箱を上下させる (鎖、油圧) ・気圧式に比し応答は速い ・小型、中型に使用(容量)
水供給式	・ポンプで水槽内に水を送り込んだり、吸い込んだりする ・大型模型に適す
堰 式	・水供給式に似ているが、ポンプで汲み出す代わりに、堰を通して貯水槽に水を返す ・鉛直堰(上下運動)、傾斜堰(水平軸の回りの回転運動)
フラッター式	・水中の板を前後に傾ける ・短周期に適す

表-4.3 潮流を対象とした水理模型実験の概要

<p>1. 模型の製作および実験に必要な資料</p> <ul style="list-style-type: none"> ・海図(平面地形、等深線)、基準海面 ・潮汐調和定数表、潮流図、各種観測データ <p>2. 水理模型の製作</p> <ul style="list-style-type: none"> ・範囲/縮尺の選定、給排水および配電 ・マンニングの粗度係数 ・設計図面: 簡略化、実験内容 ・製作工事: 特殊性、指示、精度、ベチーク ・模型の材質: 材料、刷毛仕上げ、漏水 ・埋立て地形: 代替案、同時製作、可搬性 ・流入河川: 感潮域、支配断面 ・表面のペンキ塗装: 色、水/油性、塗替 ・起潮装置: 形式、大きさ、所要の性能 ・実験水: 大量、浄水装置、ほこり(膜) ・照明装置: 照度、ルーメン ・可視化用足場: カメラ設置位置 <p>3. 予備実験</p> <ul style="list-style-type: none"> ・潮汐/潮流の再現: 再現度の判定 ・粗度の調整: 人工粗度 ・計測法、実験要領の確立 ・計測精度(計測結果の再現性) ・本実験計画の作成 <p>4. トレーサー法による水面流況の可視化計測</p> <p>トレーサー: 密度・材質・形状・大きさ・厚さ・色・輝度・流れへの追随性・価格・生産性・再利用</p> <ul style="list-style-type: none"> *投入時に水面を乱さない *撮影領域に均等に分布 *トレーサーの付着、トレーサーの回収 <p>カメラ: 35mmスリルカメラ、ビデオ、真上/斜</p> <p>フィルム: 彩/彩、カラー/白黒、ASA</p> <p>照明: 蛍光灯、紫外線、フラッドランプ</p> <p>自然光の遮断</p> <p>撮影: 露光時間・露出(要試写)</p> <p>その他: 撮影条件表(実験ケース等)</p> <p>地点マーク・スケールの写込み</p> <p>流向識別の工夫**ローリージャック</p> <p>繰返し計測</p> <p>実験者間の事前打ち合わせ</p> <p>潮時の基準(時間の原点)</p> <p>5. 河川水拡散実験</p> <p>---- 浮力をどのように与えるか? ----</p> <p>一般的には、内部浮力数を放流点で現地</p> <p>に一致させる方法が取られる。</p> <p>■密度差を与える方法の例</p> <p>(1) 一定の温水を供給</p> <ul style="list-style-type: none"> ・長時間その効果を維持できるか? ・$\Delta\rho=0.01\text{g/cm}^3 \Leftrightarrow$ 温度差$\Delta T=40^\circ\text{C}$ ・温度管理はかなりむづかしい。 <p>(2) 模型水を塩水化</p> <ul style="list-style-type: none"> ・小型模型では可能: 排水に支障? 	<ul style="list-style-type: none"> ・大型模型では困難 <p>(3) アルコールにより浮力を与える</p> <ul style="list-style-type: none"> ・アルコール自体の溶解熱や蒸発等の特性が現れ、染料水との分離や強度な成層状態となる可能性がある。 <p>■注意点</p> <ul style="list-style-type: none"> ・模型内で既に温度成層している場合も多く、染料水のみでも成層する場合がある →上層と下層とで流況が異なる。 ・負荷量は同じでも濃度・流量が異なる場合、流出過程での濃度勾配が異なり、流出速度・流出域が異なったものになる。 ・夏と冬で実験結果が異なることがある。 ・同一内容の実験を複数回実施。 ・模型の清掃: 洗剤は使わない方が無難。 <p>■河川水の供給装置例</p> <ul style="list-style-type: none"> ・貯水槽、ポンプ、計量堰、整流 ・実験水を引く方法 ・貯水槽、微量ポンプ ・病院で使う点滴の装置(微量の点源) <p>■染料 ... 写真撮影時のコントラストに注意</p> <ul style="list-style-type: none"> ・ウラン、ロダミン(蛍光染料) ・光で褪色、蛍光光度計の使用可 ・メチレンブルー: 濃度計の使用可 ・インキ ・ポスターカラー: 溶解度に問題あり、沈む(底面の流向) ・墨汁: 使用しないのが賢明(表面張力) <p>■計測項目</p> <ul style="list-style-type: none"> ・拡がりの時間変化(場所、形状、面積) ・写真、ビデオ ・濃度分布の時間的変化 ・多点同時計測、赤外線熱映像 <p>6. 海水交換実験</p> <p>■染料を用いた海水交換実験例</p> <p>1) 染料で特定の水域だけを短時間に着色し、その後の着色水塊の移動過程を連続的に撮影する。</p> <ul style="list-style-type: none"> ・特定の水域だけを着色する工夫 ・噴霧器、注射器 ・流れを乱さないこと。→試行錯誤 ・拡がり領域の追跡……外縁線 ・長時間の実験には不適 <p>2) 仕切り板で仕切られた特定の閉鎖性水域だけを既知濃度の染料水(メチレンブルー)で満たし、仕切り板開放後の湾内平均濃度の時間的変化を計測する。</p> <ul style="list-style-type: none"> ・多点同時計測による平均濃度の算定 ・平均濃度の時間変化→平均滞留時間 <p>■フロートを用いた海水交換実験例</p> <p>1) フロートを投入し、移動過程を追跡する。</p> <ul style="list-style-type: none"> ・投入潮時/投入地点 ・色、番号等によるフロートの識別 <p>2) 仮想境界線で囲まれた特定の水域に、</p>
--	--

表-4.3 潮流を対象とした水理模型実験の概要(続き)

<p>フロートを多数、瞬間的に投入し、境界線を出入りするフロートの数を計測することによって、対象水域内に残留するフロート数の時間的変化を知る。</p> <ul style="list-style-type: none"> ・フロート投入法: 均等、乱さない ・フロート同士の付着 <p>7. 水位計測</p> <ul style="list-style-type: none"> ・サーボ式水位計(水面触針式) ・容量式水位計 ・上昇時・下降時の出力特性の相違 ・レーザ光を用いた微小変位計 	<p>8. 流速計測</p> <ul style="list-style-type: none"> ・超音波流速計 ・正逆プロベラ流速計(微流速対応) ・ホットフィルム流速計 ・レーザ流速計 ・可視化法 ・水素気泡法/発色法 ・固体トレーサー法 <p>9. 濃度計測</p> <ul style="list-style-type: none"> ・蛍光光度計(蛍光染料水に限る) ・濁度計(メチレンブルー)
---	--

点で原型に一致させるが、これには次のような方法がある。

- 1) 一定の温水を供給する方法
 - ・長時間その効果を維持する必要があるが、通常、温度管理は容易ではない。
- 2) 模型水に塩水を用いる方法
 - ・小型の模型では可能であるが、大型模型では困難。排水管理を十分行なう必要がある。
- 3) アルコールにより浮力を与える方法
 - ・アルコール自体の溶解熱や蒸発等の特性が現れ、染料水との分離や成層状態となる可能性があるので注意する必要がある。

なお、模型内の実験水が既に成層していることもあり得るので、実験に先立って十分注意しておくことが肝要である。

(III) 海水交換実験

第2章で前述したように、海水交換現象の計測手法には、オイラー的方法とラグランジュ的方法とがあるが、後者についての実験方法は開発段階にあると言える。本研究では、染料水塊の拡がりの過程を可視化法で追跡する方法と多数のフロート群の挙動を追跡する方法を用いて、海水交換係数や滞留時間等の特性量を評価しているが、本当に海水交換現象を計測し得ているのかという懸念があり、今後も検討を続けていく必要がある。

第4節 結 語

前述したように、ひずみ模型の影響の現われ方は、模型の形状や水理量および着目する現象によって異なるので、実験結果の解釈・評価に際しては模型ひずみに対する十分な理解をもつことが必要である。しかし、それはかなり困難でこれからの研究に待つところが大きい、計測装置、計測技術およびデータ処理の性能が進歩している現在、この本質的な問題の解決に積極的に取り組む必要がある。

- 1) Kobus, H. (Ed.): Hydraulic Modelling, German Association for Water Resources and Land Improvement, Bulletin 7, 1978.
- 2) 樋口明生・杉本隆成: 潮流による拡散の水理模型実験について, 京都大学防災研究所年報, 第10号B, pp.343-363, 1967.
- 3) 樋口明生・杉本隆成: 潮流による拡散の水理模型実験について(II), 京都大学防災研究所年報, 第11号B, pp.447-460, 1968.
- 4) 樋口明生・杉本隆成: 潮流による拡散の水理模型実験について(III), 京都大学防災研究所年報, 第12号B, pp.663-644, 1969.
- 5) 金子安雄・堀江毅・村上和男・上野信行・久保正則: 大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験, 港湾技術研究所報告, 第12巻3号, pp.99-201, 1973.
- 6) 堀江毅・村上和男・亀山豊・入尾野幸雄: 東京湾の海水交換に関する水理模型実験, 港湾技術研究所報告, 第16巻3号, pp.69-99, 1977.
- 7) 石川雅紀・熊谷幹郎・西村肇・藤原建・早川典生: 密度成層をとり入れた大阪湾恒流の水理模型実験, 第27回海岸工学講演会論文集, 1980.
- 8) 須賀堯三編著: 水理模型実験, 山海堂, 1990.
- 9) Bowden, K.F.: Horizontal Mixing in the Sea due to a Shearing Current, Journal of Fluid Mechanics, Vol.21, Part 2, pp.83-95, 1965.
- 10) Fischer, H.B., E.J. List, R.C.Y. Koh, J. Imberger and N.H. Brooks: Mixing in Inland and Coastal Waters, Academic Press, Chap.4, 1979.
- 11) Harleman, D.R.F.: The Significance of Longitudinal Dispersion in the Analysis of Pollution in Estuaries, Advance in Water Pollution Research, Proc. 2nd International Conference, p.286, 1965.
- 12) Crickmore, M.J.: Tracer Tests of Eddy Diffusion in Field and Model, Proc. ASCE, Vol.98, HY10, pp.1737-1752, 1972.
- 13) 樋口明生: 沿岸海洋に関する水理模型実験, 土木学会水理委員会, 水工学シリーズ, 72-B-9, 1972.
- 14) 樋口明生: 潮流水理模型実験における世界の動向, 中国工業技術 No.2, pp.3-20, 1974.

第5章 主流部一内湾系の海水交換に関する研究

第1節 概説

湾口断面を通して湾内水と外海水が交換する現象を海水交換と定義する。この現象の主要な要因は地形性の水平循環流、潮流乱れによる乱流拡散および密度流による鉛直循環流であるが¹⁾、基本的には、流れによって運ばれたものが混合・希釈され、それがまた流れによって運ばれるという機構で説明される。このような海水交換が問題とされるのは、海岸線に沿うくぼみ状の湾や河川感潮域内の掘り込み港湾などのように、外部水域の流動に対して湾内での流動が著しく縮小された閉鎖性の極めて高い水域においてである。このような水域では、湾内水の滞留時間が長いことから、陸岸から湾内に供給された汚染物質等の拡がりあるいは湾外から湾口を通して供給される各種物質(微細土砂等)の拡散・堆積などの工学上の問題がある。これらの問題に対処するためには、水域周辺での水塊の流動および湾口を通しての水塊の交換等の基本的特性を十分把握しておくことが重要である。

本研究では、このような水域を外部水域の潮流方向に対して直角に開口した矩形状の湾として取り扱い、湾内の流動と海水交換について実験と数値計算の両面から検討したものである。

第2節 実験装置および方法

ブランジャー式の起潮機を備えた縦 11.5m、横5.3mの平面水槽内に、幅80cmの水路と水路片側にくぼみ状の矩形湾を設置した(図-5.1)。湾幅 Bと湾長 Lは可変であるが、ここではB=50cm、L=200cmの場合のみを対象とする。水深をh=5.0cmとし、周期 T=180秒の潮流を水路部分に与える。また、起潮機側の水路端から取水して反対側の水路端に供給する循環システムにより、一方向の恒流を水路部分に与えることができるようにしている。

対象とした実験条件を表-5.1に示している。ケースAおよびケースBは潮流のみを水路部分に与えた場合であり、大小2種類(10mmと5mm)の潮差条件を与えることによって、水路部分における潮流のtidal excursionを変化させている。ケースCはケースBでの潮流に一方向の恒流を付加し、恒流が海水交換に及ぼす影響を見ようとするものである。

これらの各ケースについて微小紙片(5mm角)および染料をトレーサとした可視化実験を行なった。まず、水面流況を写真撮影して種々の潮時における流速ベクトルを求め、格子点流速ベクトルに変換した。次に、着色および記号付け等によって識別可能とした紙片を湾内全域に適宜投入し、湾口断面からそれらが流出するまでの時間を計測するという方法によって、個々の紙片の湾内滞留時間を求めた。また、湾内水あるいは湾外水を染料(ウランin)で着色し、着色水塊の挙動を追跡して各潮時毎

の交換量を求めた。なお、いずれの実験においても、同一条件の下で数回繰り返し、それらの平均値を計測値とした。

表-5.1 実験条件

case	H(mm)	U_p (cm/s)	ℓ/B
A	10.0	0.0	14.4
B	5.0	0.0	5.3
C	5.0	2.7	6.3

$L=200$ cm : 湾長 $B=50$ cm : 湾口幅
 $h=5$ cm : 水深 $T=180$ sec : 潮汐周期
 H : 湾外流の潮差 U_p : 湾外の恒流速
 ℓ : 湾外流の Tidal excursion

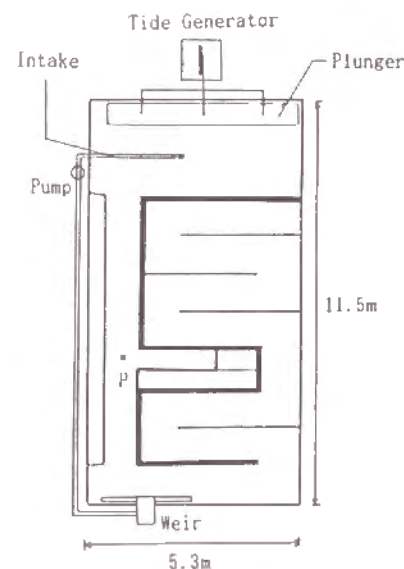


図-5.1 実験水槽の概要

第3節 潮流特性

3.1 流速ベクトル

満潮・干潮の各憩流時および上げ潮・下げ潮の各最盛時を含むように一周を8分割し、それぞれの分割された時間での水面流況を計測した。計測結果は、湾内全域についての流速ベクトル図(10cm間隔の格子点)および流速の等値線図、湾口部周辺を対象とした5cm間隔格子点についての流速ベクトル図および渦度の等値線図として整理され、各実験ケースについて図-5.2～図-5.4に示されている。ここでは、ケースBを例に取り、一周内の流況の時間的変化について概説する。

(1) 干潮憩流時(Low Water Slack)

湾口断面では両隅角部付近において、流入と流出が生じている。湾奥では概して下げ方向(湾口へ向かう方向)の流速を持っているようである。主流域では、湾口近くの壁面境界周辺で他の水域よりも大きな流速値を示している。

湾口より湾奥方向に50cm(湾口幅に等しい)までの領域では、境界や湾口隅角部近くを除くと負の渦度を持ち、その中央付近で極大となっている。これは、前の下げ潮期に生じていた負の渦度の残存したものである。

(2) 上げ潮流の加速時(Accelerating Flood)

主流域の流速は3.0～4.0cm/sであるが、ケースAの場合とは異なり、未だ湾幅スケールの環流の発達は見られず、湾口隅角部湾内に小さな剥離渦流の生成が認められる。湾内で時計回りに回転している領域では負の渦度をもち、その中央部付近で極小となっている。

(3) 上げ潮最盛時(Max. Flood)

主流域での流速は4.0～5.0cm/sの最大に達し、湾内領域との境界(湾口断面)に著しい速度勾配

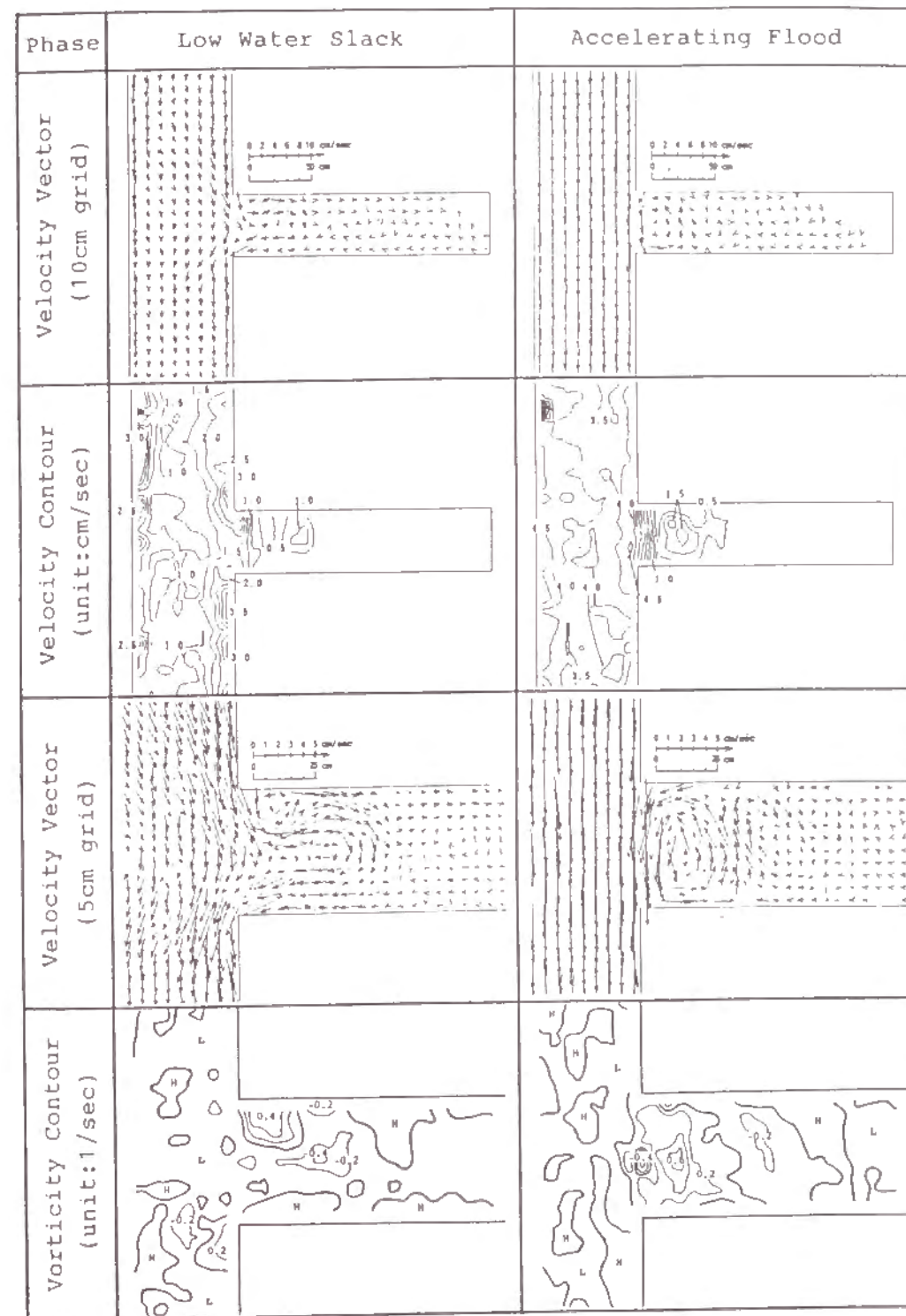


図-5.2(1) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的変化(ケースA)

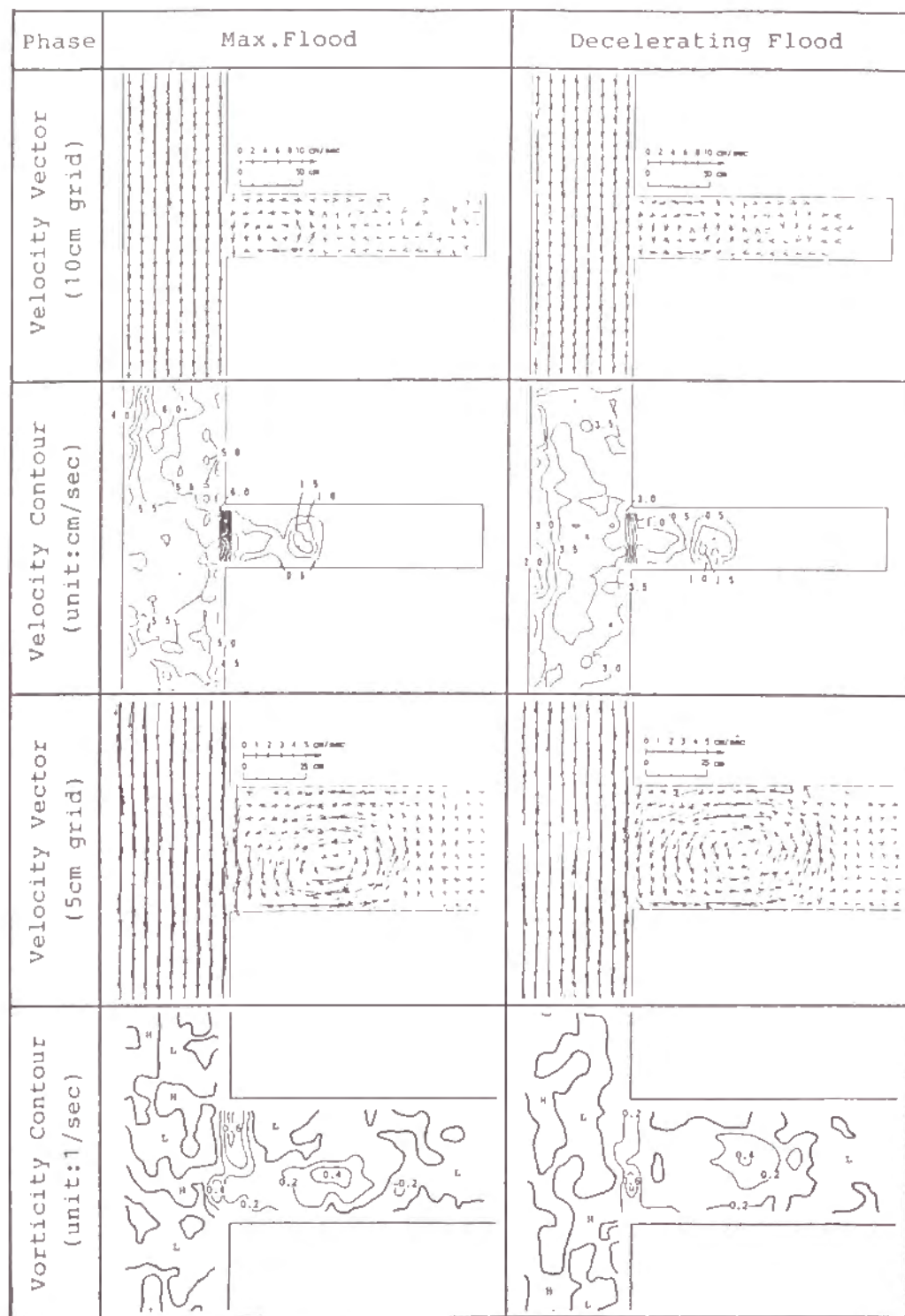


図-5.2(2) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的変化(ケースA)

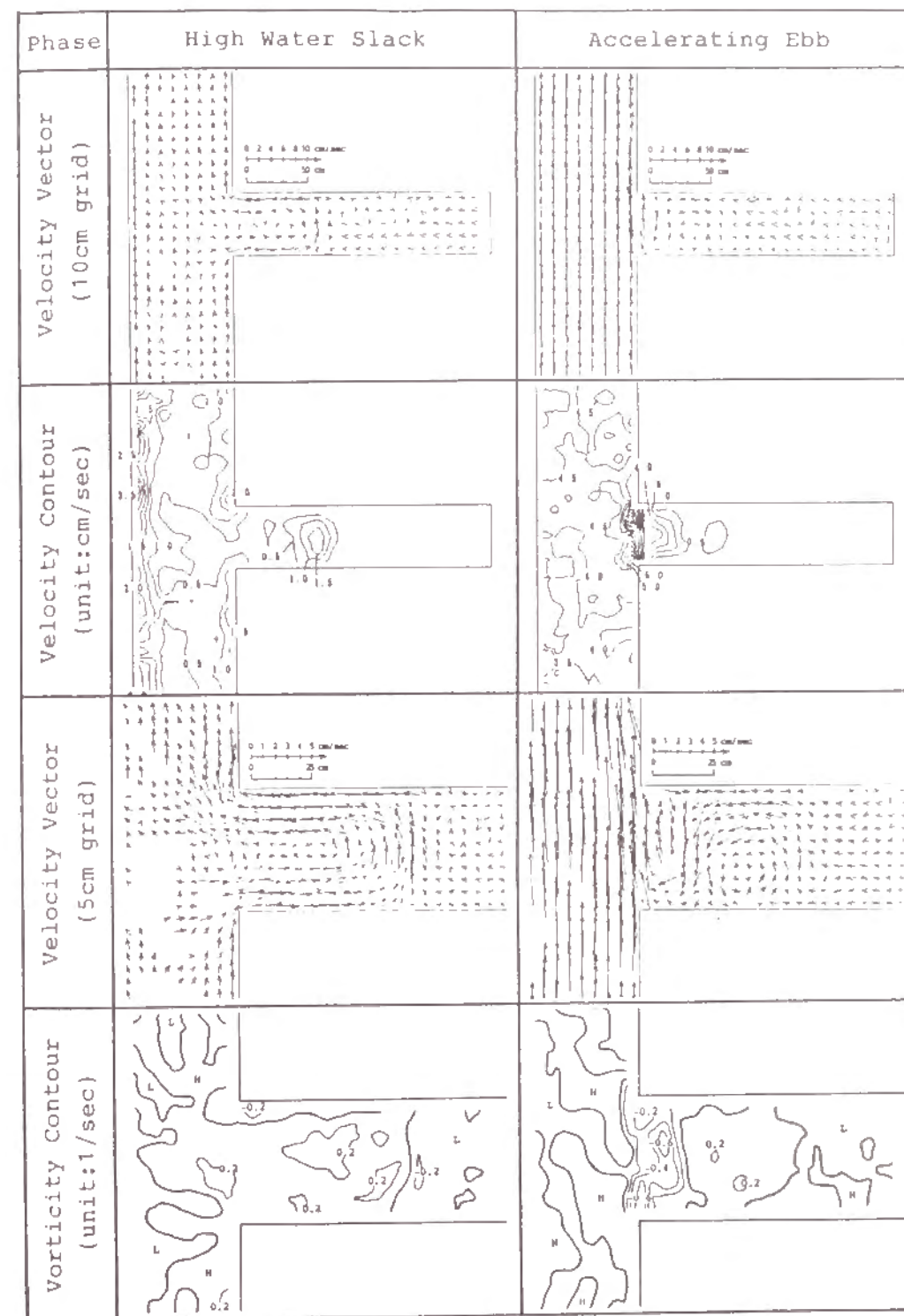


図-5.2(3) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的変化(ケースA)

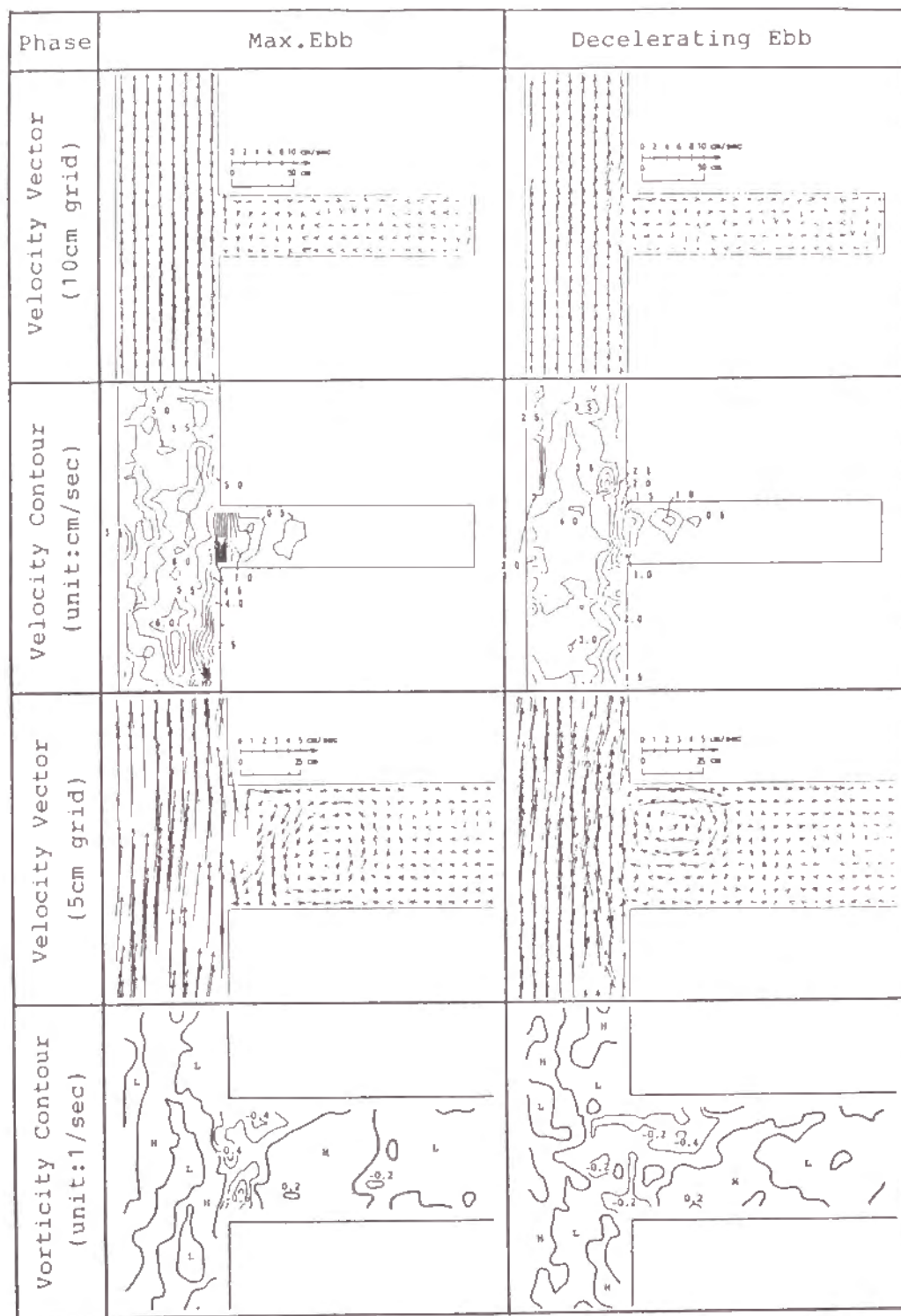


図-5.2(4) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的变化 (ケースA)

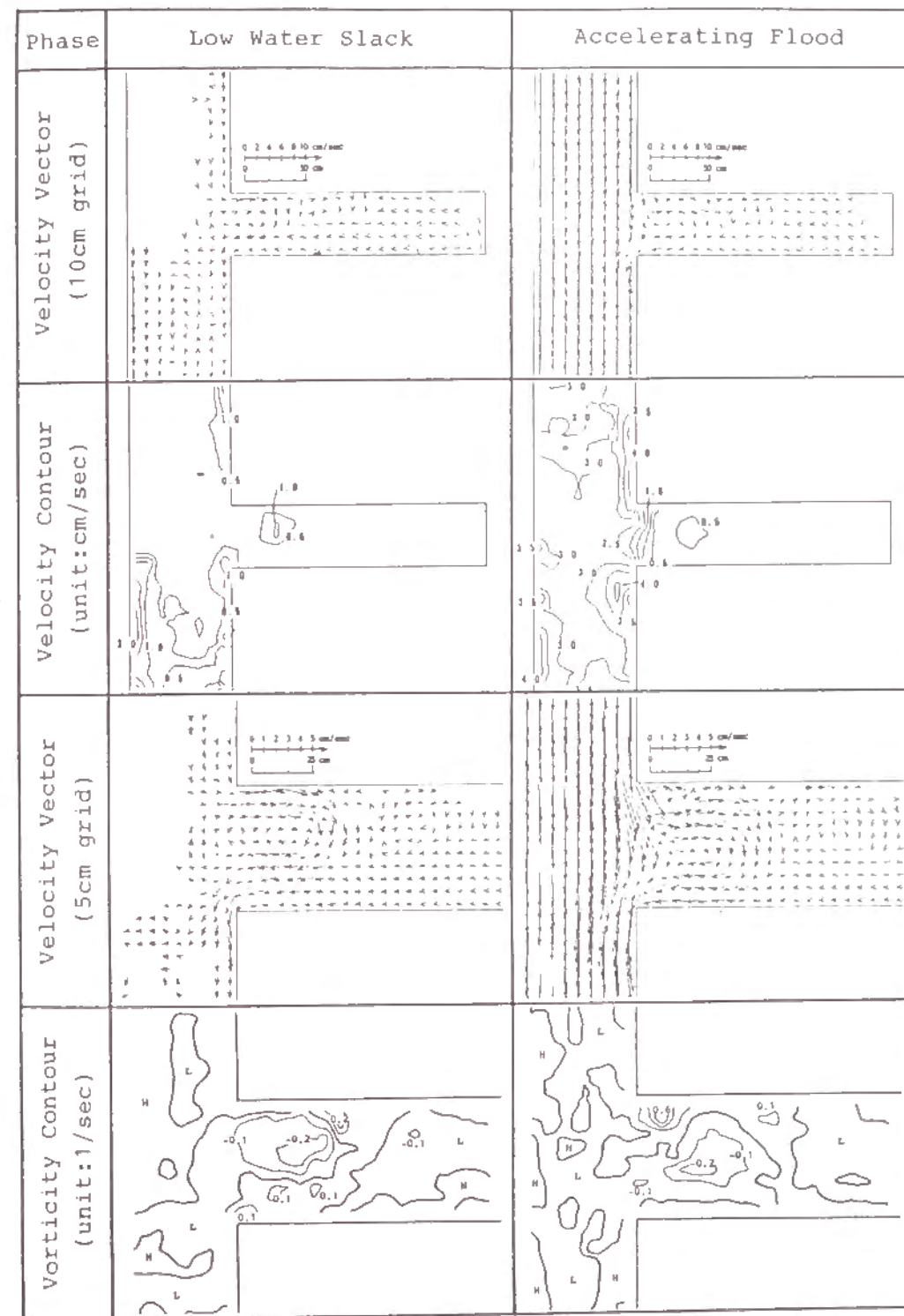


図-5.3(1) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的变化 (ケースB)

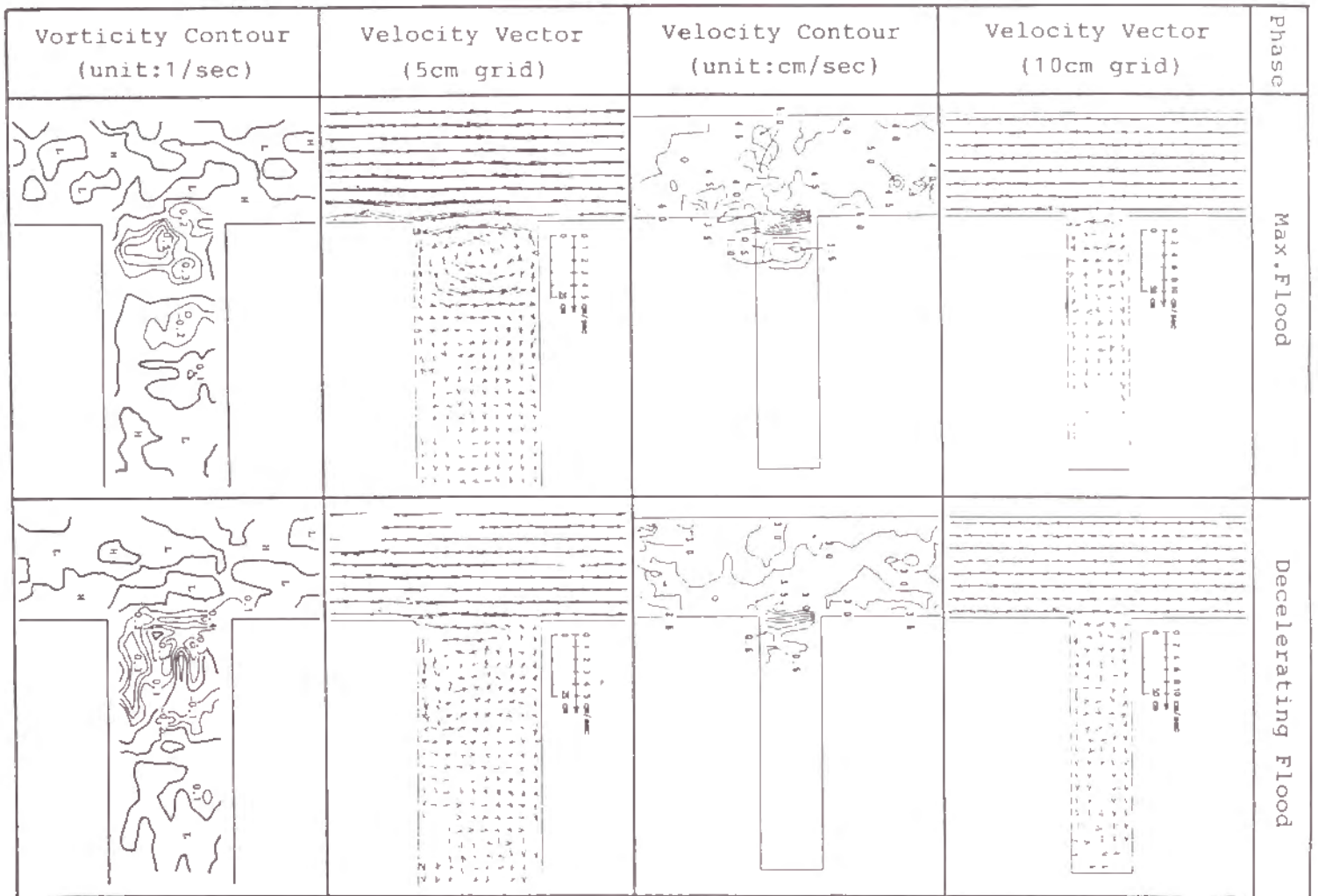


図-5.3(2) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的变化(ケースB)

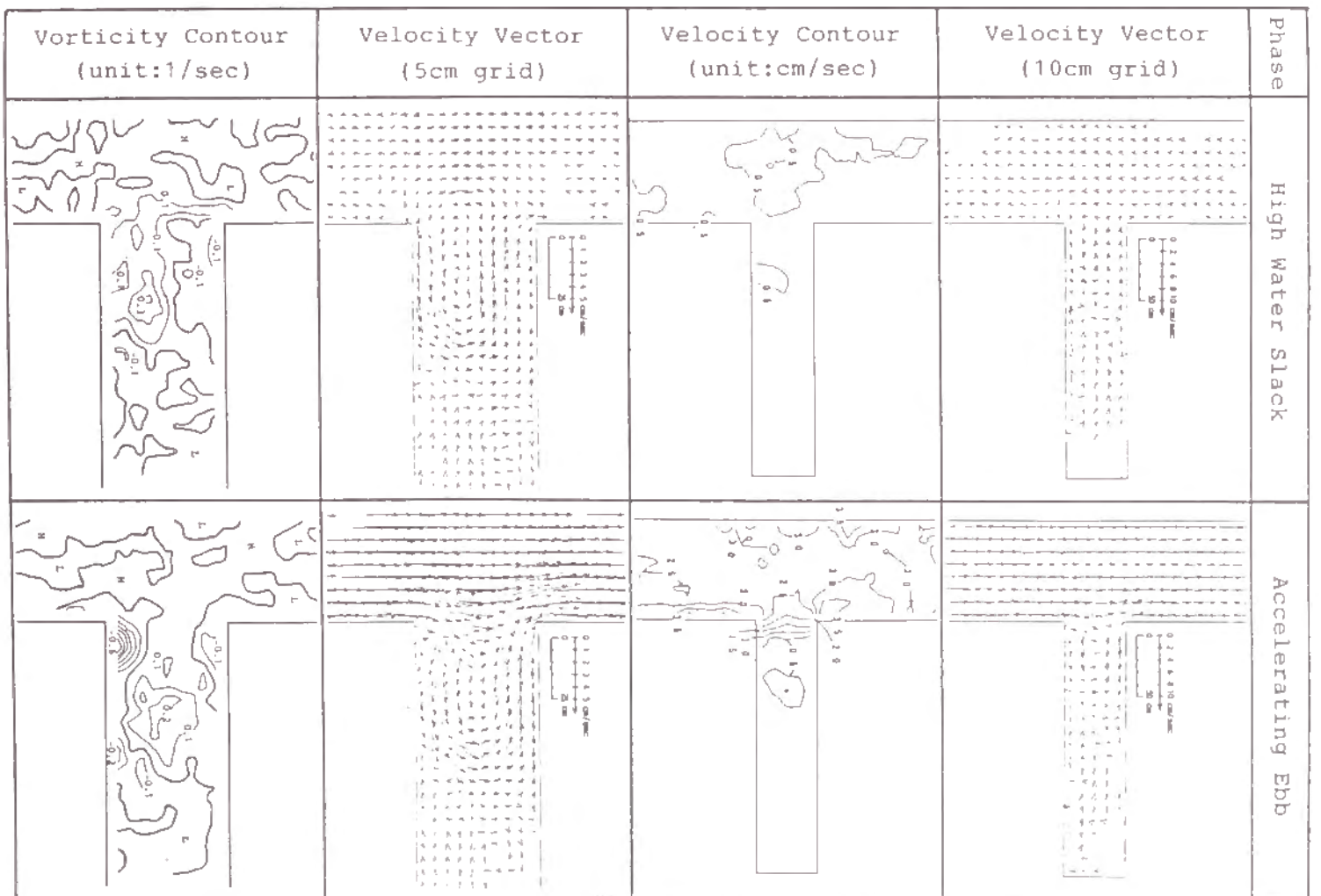


図-5.3(3) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的变化(ケースB)

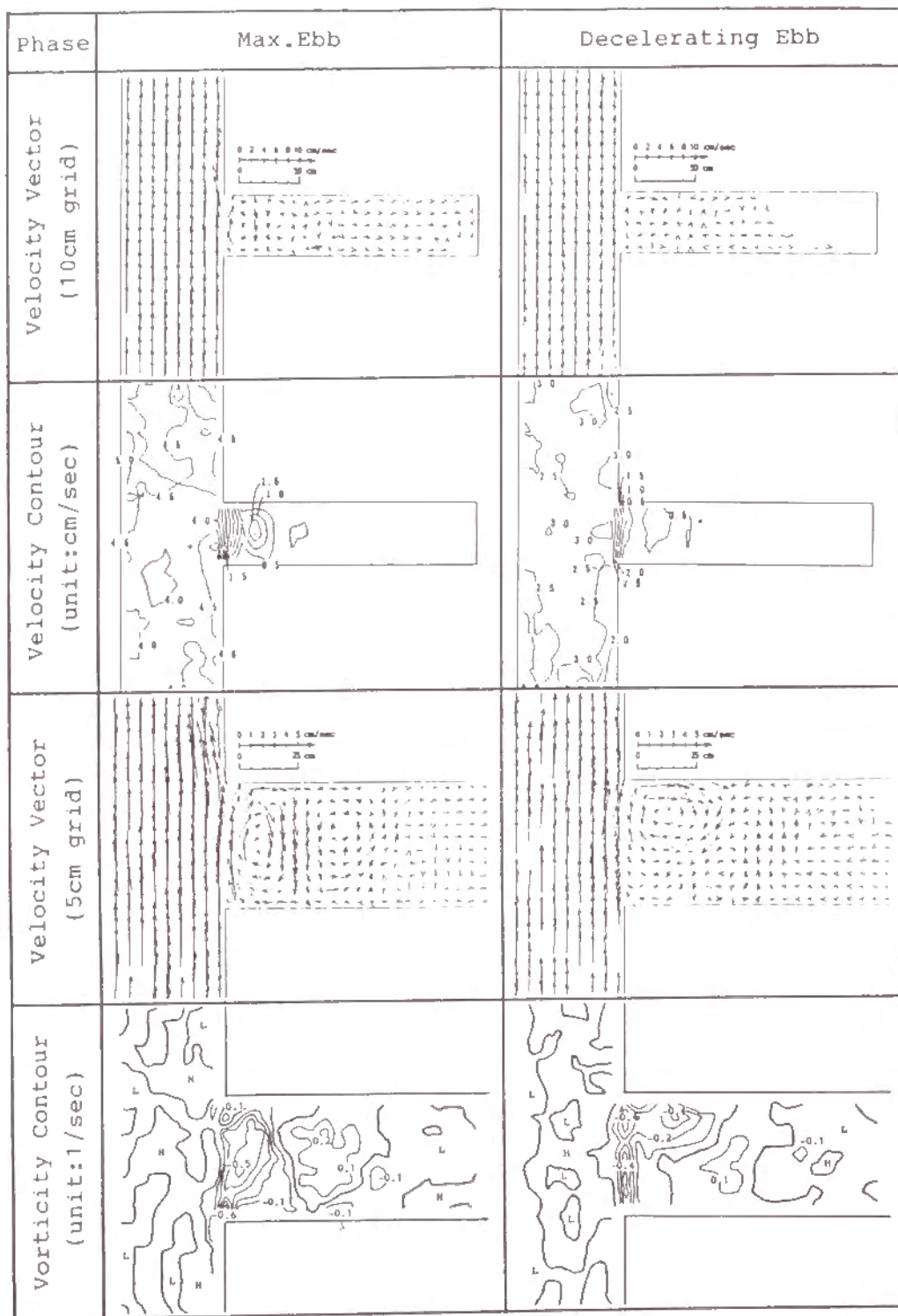


図-5.3(4) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的変化(ケースB)

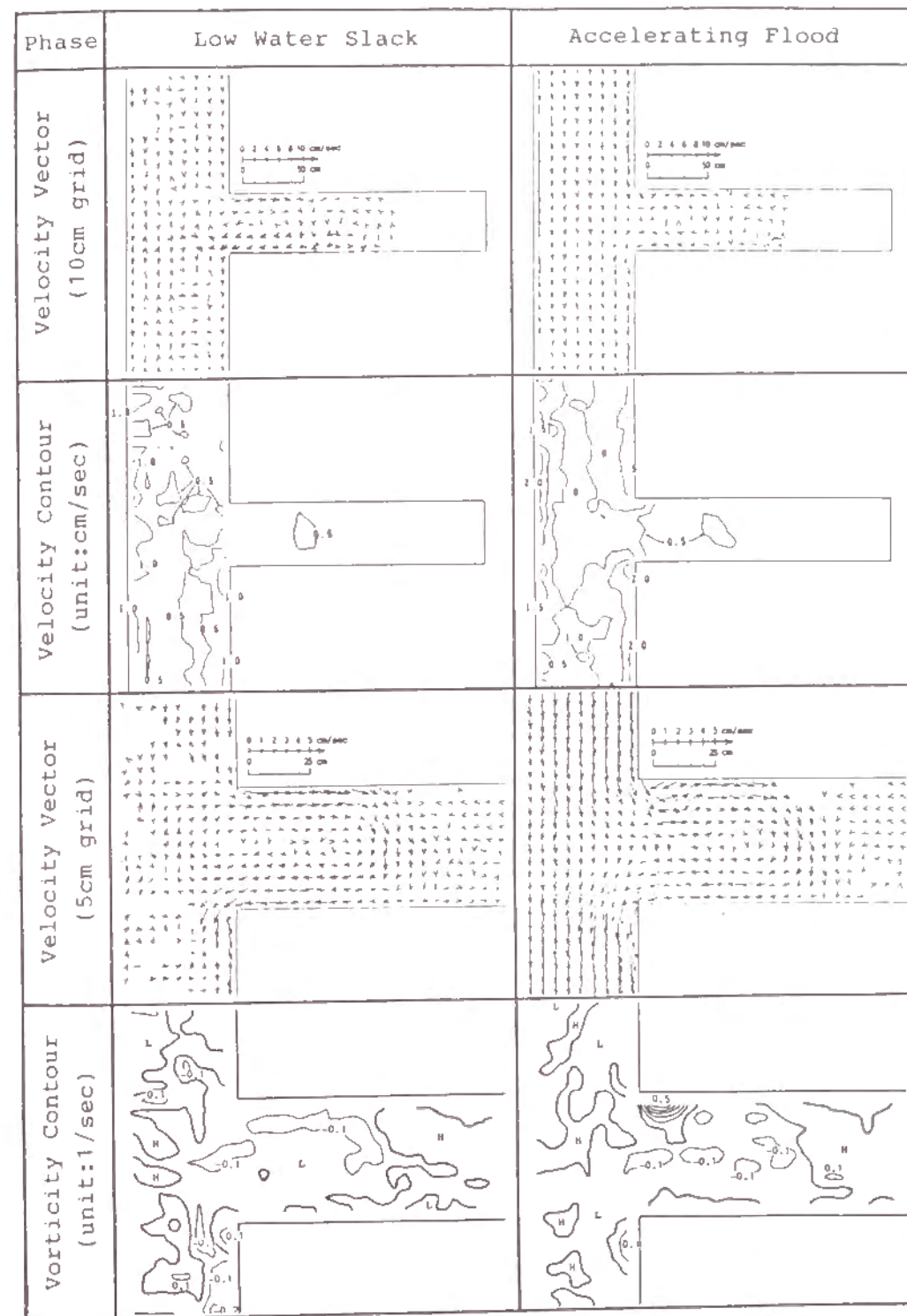


図-5.4(1) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的変化(ケースC)

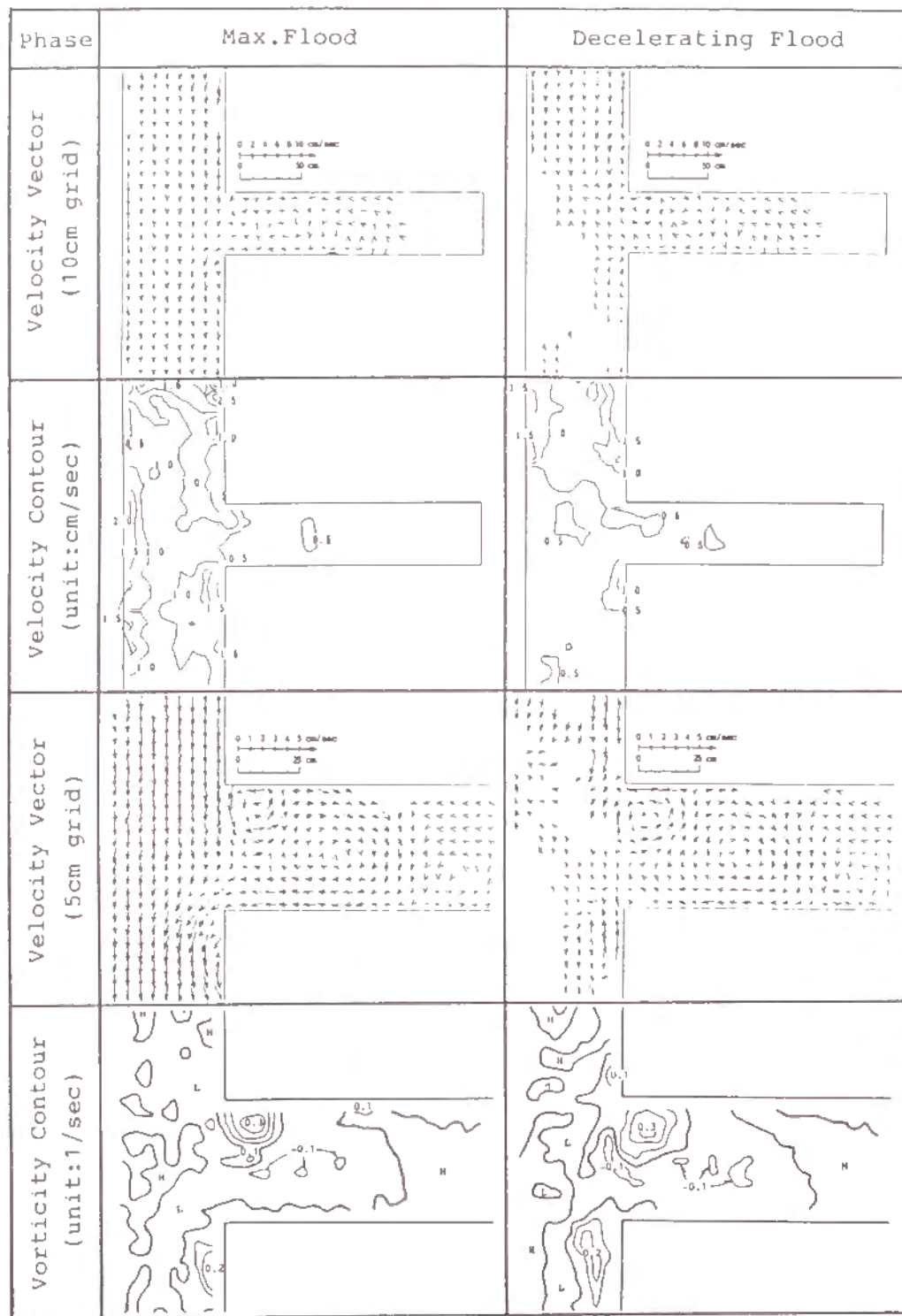


図-5.4(2) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的変化(ケースC)

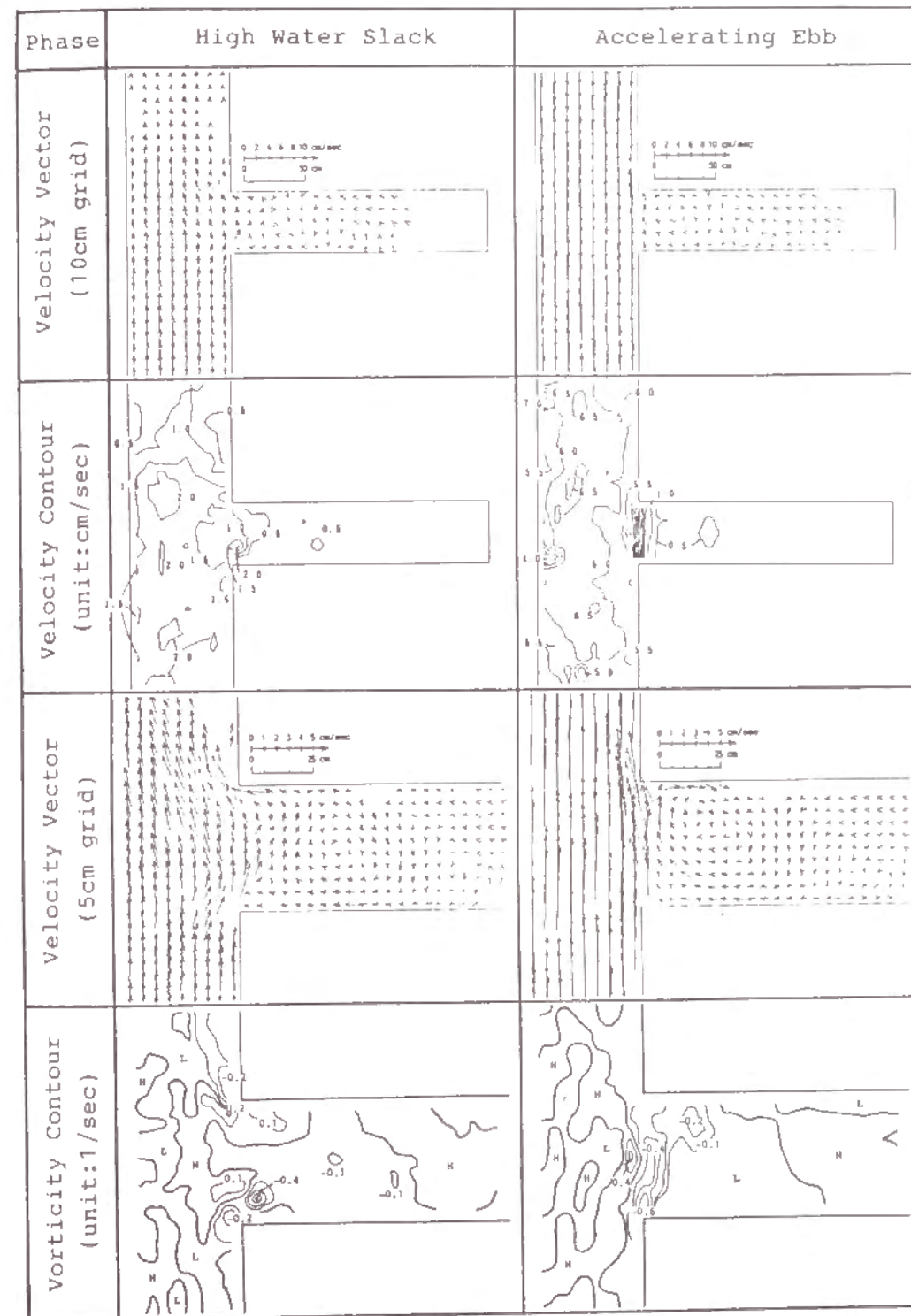


図-5.4(3) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的変化(ケースC)

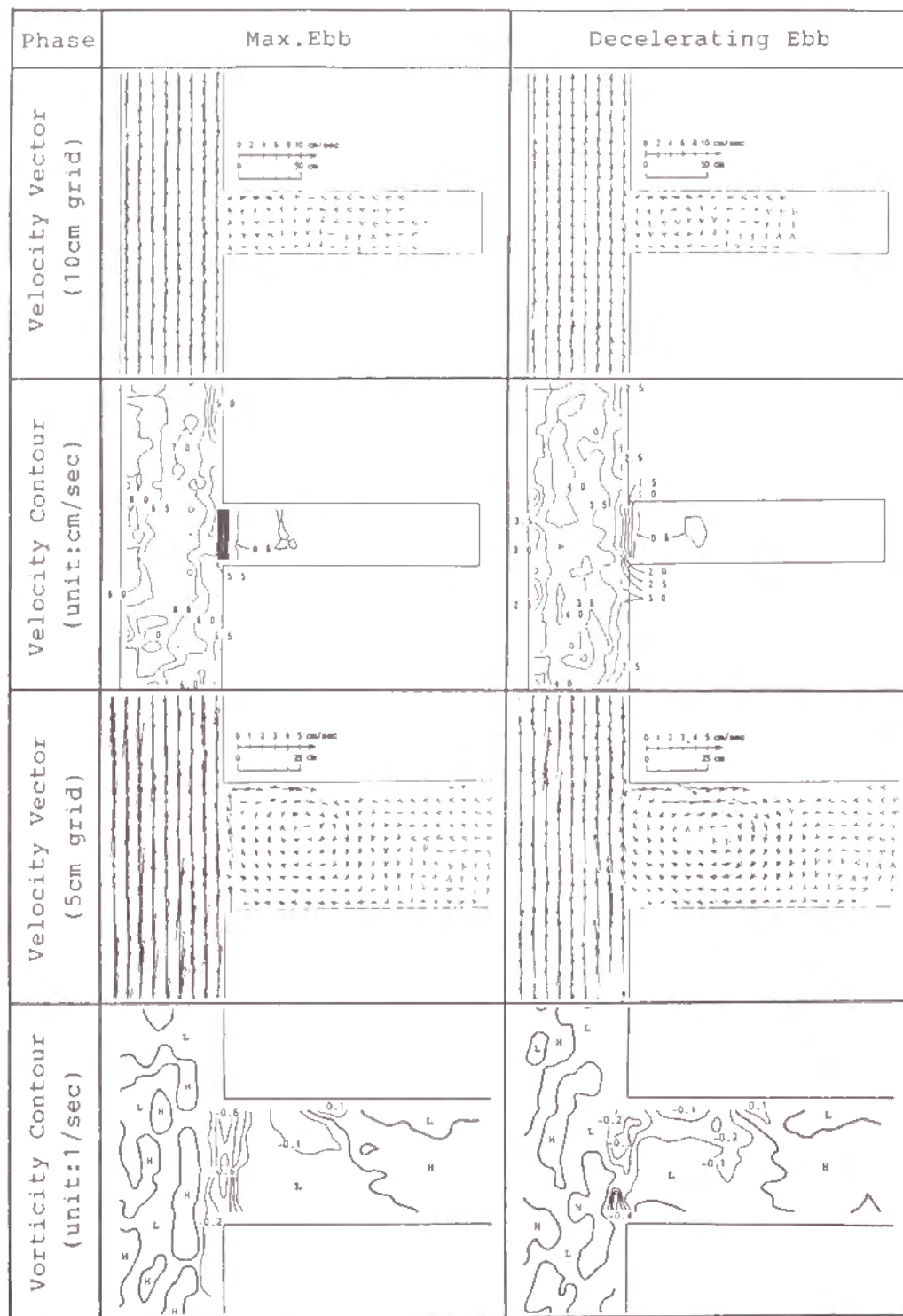


図-5.4(4) 流速ベクトルと渦度の分布の時間的変化(ケースC)

を生じている。湾内では、剥離渦流が湾幅スケールの反時計回りの環流へと成長しており、主流域と湾内域との相互干渉は殆どない。その環流の湾奥側には、対を成す形で負の渦度をもつ微弱な時計回りの環流が生成されている。

(4) 上げ潮流減速時(Decelerating Flood)

先の位相との差異は、湾口近くの環流の流速が小さくなっているものの湾奥方向にそのスケールを増大させている点である。

(5) 満潮憩流時(High Water Slack)

流速は小さいものの湾口付近の環流は依然として存在し続けているが、湾外に若干張り出した格好となっている。隅角部付近では、既に湾内水が湾外へ流出を始めている。

(6) 下げ潮流加速時(Accelerating Ebb)

上げ潮流の加速期(2)と対称な流況を示しており、湾内への流入側隅角部付近で著しい負の渦度を生じ、剥離渦流を生成している。

(7) 下げ潮最盛時(Max. Ebb)

上げ潮最盛時(3)のものとは反対方向の環流が湾口付近に形成されている。湾奥にはそれと対をなす流速の小さな反時計回りの環流が形成されている。

(8) 下げ潮流減速時(Decelerating Ebb)

先の位相時に見られた湾口環流が下げ潮下流側に縮小変移しており、渦度も小さくなっている。

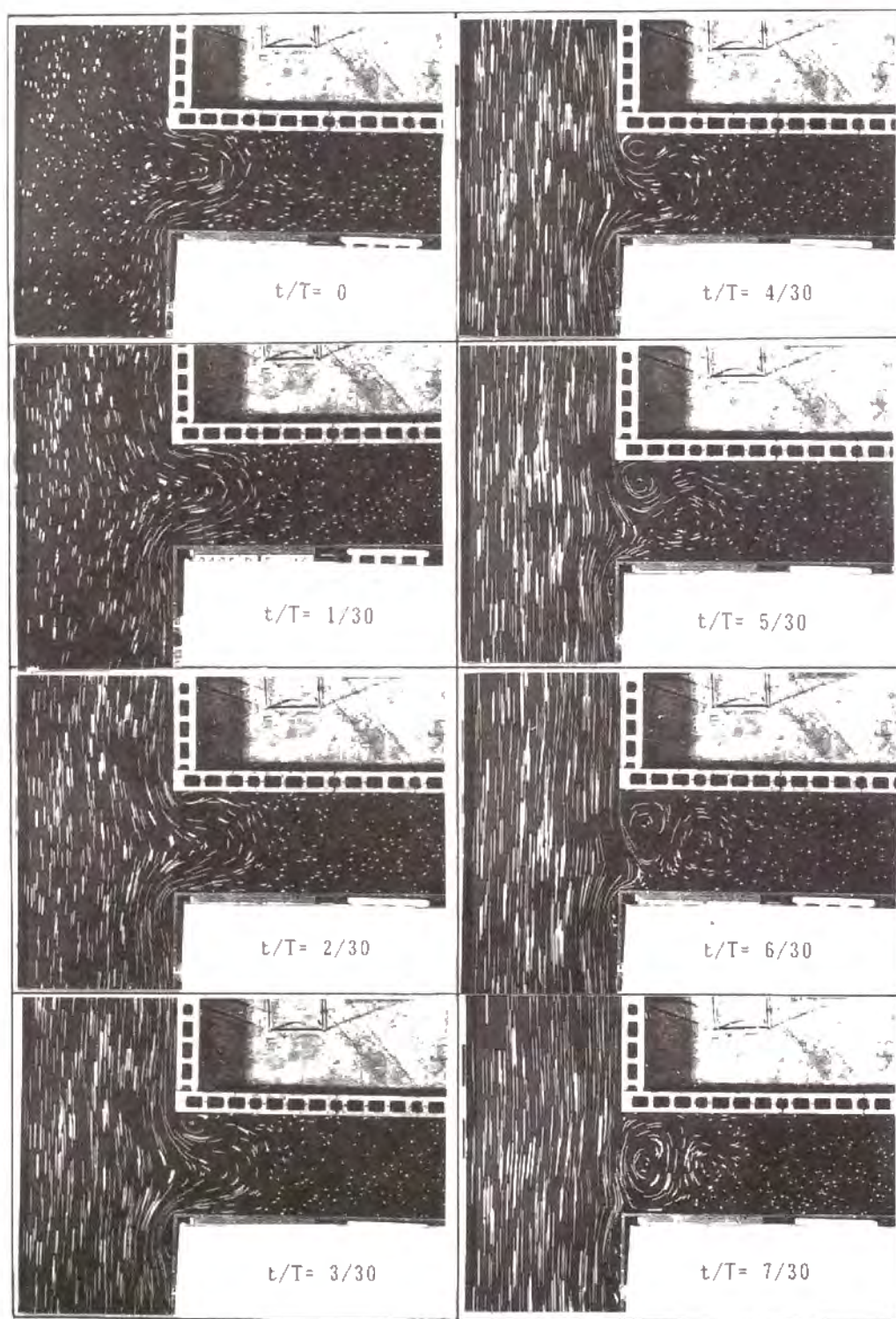
3.2 剥離渦流の発達過程

前節で検討した1周期内での流況の時間的変化、とくに転流前後における環流の生成・発達・消滅の過程を更に詳細に検討するために、1周期を30分割して水面流況の可視化撮影を湾口付近に着目して行なった。撮影結果を写真-5.1に示している。

各ケースについて共通して認められることは、湾幅スケールの環流が発達した後は、その次の憩流時に崩壊するまで、流速の大きさに変化はあっても流況パターンは大きくは変化しないということである。そこで、転流時を挟んだ期間における流況の推移について検討するために、代表ケースとしてケースBを選び、干潮および満潮の各憩流時前後での流速ベクトル図および渦度分布図を求めた。

図-5.5は干潮憩流時前後の $t/T=-2/30 \sim 6/30$ についてのものであり、図-5.6は満潮憩流時前後の $t/T=12/30 \sim 22/30$ についてのものである。

干潮憩流時前後のものについてみると、 $t/T=-2/30$ においては時計回りの環流が見られる。その渦核は湾口近くの上側隅角部付近にやや偏り、また、環流域は湾口断面外側の主流域にも若干広がっている。 $t/T=0$ においては、元の環流が湾幅中央にシフトし、それを取り囲むような格好で流入・流出する流れが見られる。このとき湾内から負の渦度の流出を生じている。 $t/T=2/30$ においては、主流域流れおよび湾口隅角部周辺での流入流れの流速値が増大し、隅角部を中心に正の渦度の発生が顕著となっている。主流域での流速の増大にともない、 $t/T=4/30$ においては、隅角部に剥離渦を形成している。剥離渦流は、主流域の壁面や流れの不連続面(湾口断面)で発生した渦度の供給を受けて発達



写真→5.1 水面流況の撮影例（ケースB、一周期を30分割）

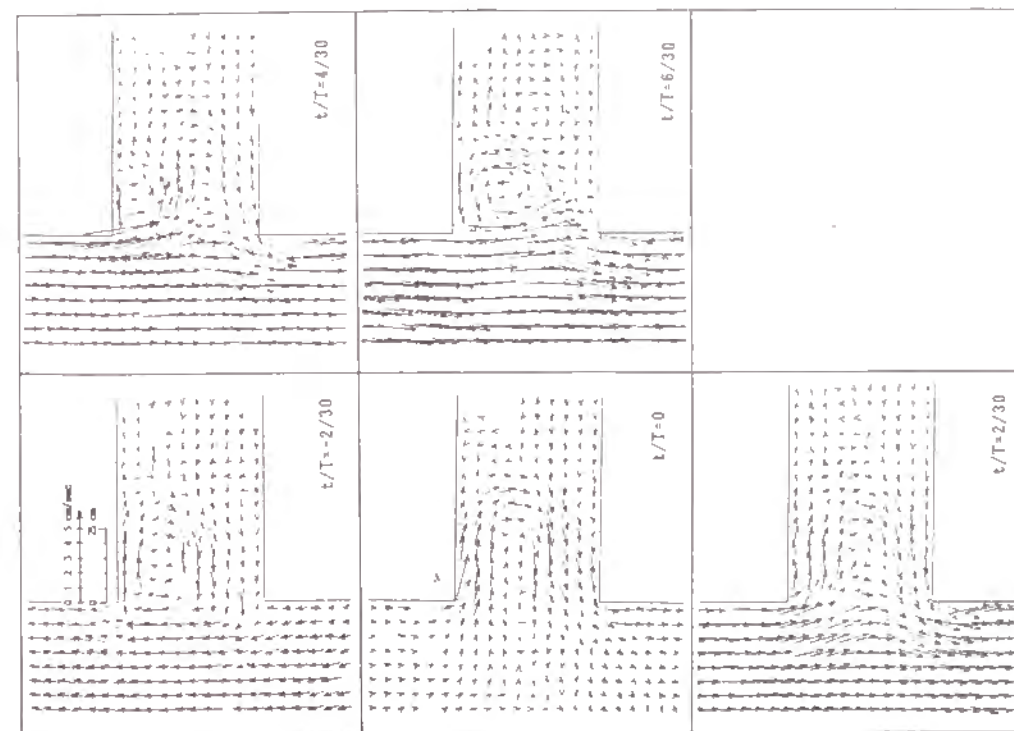


図-5.5(1) 流速ベクトル図(ケースB、干潮憩流時前後)



図-5.5(2) 温度分布図(ケースB、干潮憩流時前後)

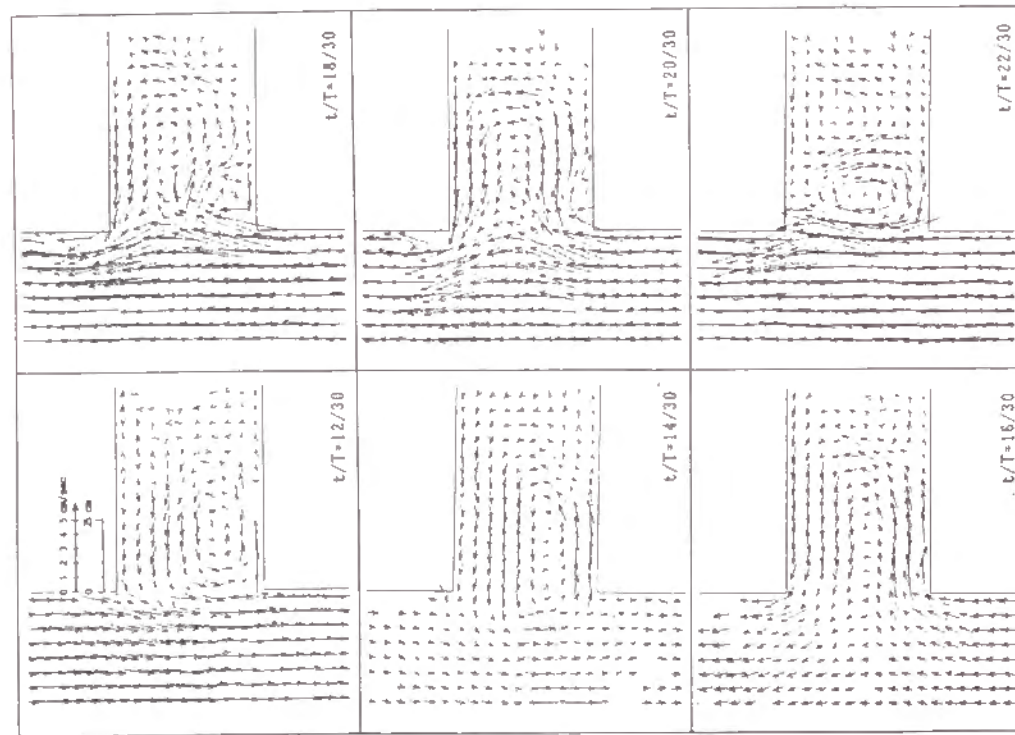


図-5.6(1) 流速ベクトル図 (ケースB、満潮憩流時前後)

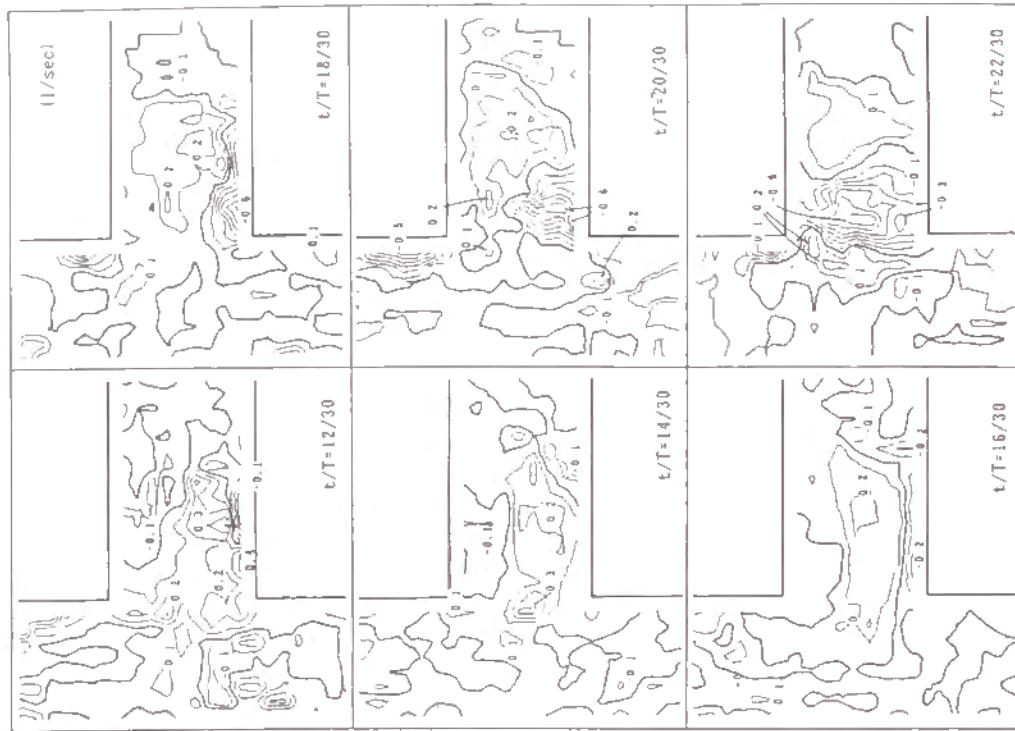


図-5.6(2) 渦度分布図 (ケースB、満潮憩流時前後)

し、湾幅のスケールを持つに至っている。 $t/T=6/30$ では、渦流が環流へと成長してその空間スケールを増し、湾内から主流域への流出流れは弱まる。また、この環流と対をなすように、湾奥側には時計回りの環流が顕在化している。

満潮憩流時を挟んだ一連の流況変化においても同様のことが認められる。

本実験で対象とした各ケースにおける流況を比較・総合すると、以下のように要約される。

潮流場の基本的特徴は、湾口付近に形成される渦流である。この渦流は、潮流が湾口の隅角部で剥離して放出される流れの不連続面が湾内に巻き込まれて形成されている。剥離によって形成された渦流は湾外流速の増大とともに発達し、湾口幅のスケールをもつ渦流（環流）へと成長している。湾外流速が減少してゆくと、成長した渦流（環流）はそのスケールを保持したまま次第にその流速を減じてゆくが、転流時を迎えても流速は零にはならず、湾外へ若干張り出した格好で残っている。その時湾口断面両端部からそれぞれ流出する流れと流入する流れが生じ、湾内外水の交換が相対的に顕著である。転流後はもう一方の隅角部から生成される剥離渦流の成長とともに先の環流は消失し、回転方向の異なる新たな渦流が湾口付近を占めるようになって、それが湾口幅スケールをもつ環流へと発達している。この環流も湾外流速の減少とともに流速を減じ、転流時には湾外へ若干押し出された格好の環流となっている。湾外に恒流の付加されたケースCでは、上げ潮時に形成される環流のスケールが他のケースのものほど大きく発達していない。

上述した剥離渦流の1周期内におけるライフサイクルは、『不連続面→剥離渦流の生成→環流へと発達→環流の減衰→消滅→不連続面→』のように要約され、後述する湾内外の海水交換の機構（交換量）は、このような剥離渦流のライフサイクルに対応して説明される。

3.3 湾内循環と交換量の時間的变化

上述した剥離渦流の発達過程を潮流場の渦度方程式を介して検討すると次のようである。

本実験で対象とした潮流場の支配方程式は、摩擦項を線形化すると次のように表わされる²⁾。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + A_n \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) - \frac{k g n^2}{h^{4/3}} U \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + A_n \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) - \frac{k g n^2}{h^{4/3}} V \quad \dots\dots\dots (5.2)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + h \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

ここに、 U および V はそれぞれ x および y 方向の水深平均流速、 ζ は平均水面からの水位変量、 h は平均水深、 n はマンニングの粗度係数、 k は1次の摩擦係数、 A_n は水平方向の渦動粘性係数である。このとき、渦度 ω ($=\partial V/\partial x - \partial U/\partial y$)は次のように表わされる²⁾。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U \frac{\partial \omega}{\partial x} + V \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{\omega}{h} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + A_n \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) - \frac{k g n^2}{h^{4/3}} \omega \quad \dots \dots \dots (5.4)$$

次に、湾内領域の循環 Γ （その殆どは湾口環流の循環である）について考える。湾内領域を D 、境界を S とすると、式(5.4)より式(5.5)が得られる。

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = - \int_S \omega u_n ds + A_n \int_S \frac{\partial \omega}{\partial n} ds - \frac{k g n^2}{h^{4/3}} \Gamma \quad (\Gamma = \int_D \omega dx dy) \quad \dots \quad (5.5)$$

ここに、 ds は境界 S に沿う線素、 u_n は S に垂直外向きの速度成分、 n は S に外向きの法線である。湾口境界を除く各境界では、 $u_n=0$ 、 $\partial \omega / \partial n=0$ であるから、式(5.5)のもつ物理的な意味は次のように説明できる。

『生成・発達・消滅を繰り返す剥離渦流のもつ循環の時間的变化（左辺）は、湾口境界からの流入水塊が運び込む渦度（右辺第1項）、湾口境界の不連続面から拡散する渦度（右辺第2項）および底面摩擦によって逸散する渦度（右辺第3項）の三者によって決定される。』

ケースA～Cについて、湾内領域における循環値の時間的变化を求めたものが図-5.7である。なお同図には潮汐残渣流における循環値を破線で示している。各ケースともに、上げ潮最盛時および下げ潮最盛時付近でそれぞれ極大値および極小値を取っている。特徴的な点は、ケースAおよびBにおいて、満潮および干潮の両憩流時で循環値が0とならず、若干遅れた位相時で0となっていることである。同図によると、 $t/T=2/30 \sim 4/30$ の間で湾内の循環値の正負が逆転し、その後も循環値は、少なくとも上げ潮最盛時までは増加しているが、環流が湾幅スケールを持って安定した後も、湾口断面付近に形成される流れの不連続面より湾内に渦度が供給されていると考えられる。また最盛時を過ぎた後には循環値は減少するが、これは、湾口付近からの渦度供給の減少により、壁面摩擦および湾口外への水平粘性による逸散が卓越することにあると考えられる。

また、湾内外の交換流量 Q の1周期内における時間変化を示すと、図-5.8のようである。これより、湾外潮流が最盛で湾内に顕著な環流が存在する時には交換量が小さく、逆に、環流の消滅する転流時付近での交換量が大きいことがわかる。すなわち、湾内外の海水交換量は剥離渦流のライフサイクルに対応して周期的に変化している。湾外に恒流の付加されたケースCでもこのような傾向は認められるが、ケースA、Bほど顕著ではない。

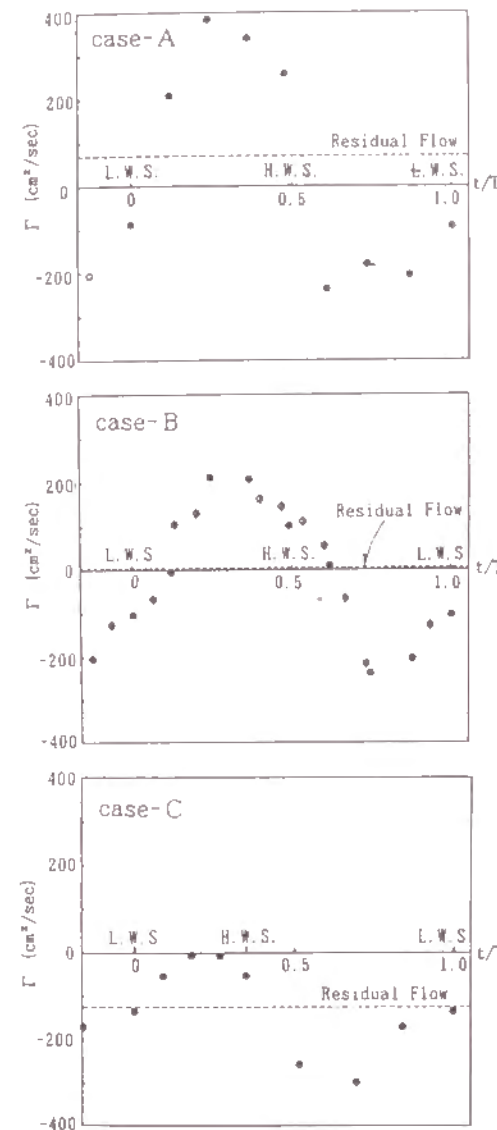


図-5.7 湾内循環の時間的变化

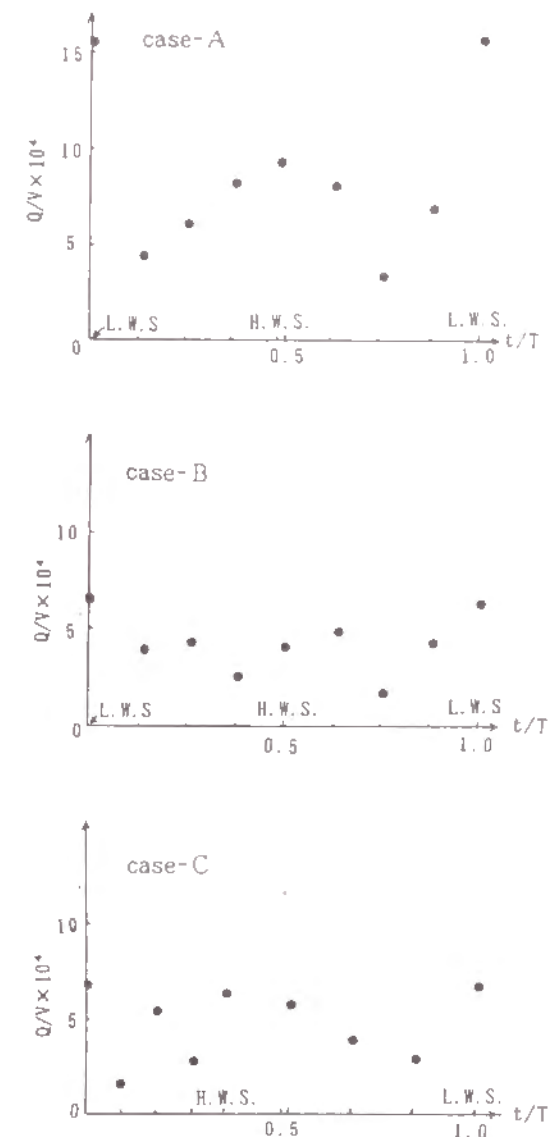


図-5.8 交換流量の時間的变化

第4節 海水交換特性

4.1 水塊の移動過程

水面トレーサの上げ潮・下げ潮期間のラグランジュ的流動軌跡の追跡結果を図-5.9に示している。湾口付近では、そこに形成される環流に乗って1周期以内に殆どのトレーサが湾外に流出している。それより湾奥側では、潮流のみのケースA、Bでは流速の微弱な循環流が観察されるのに対し、

潮流と恒流の共存するケースCでは往復流動が観察されるのが特徴である。いずれのケースにおいても湾奥側での流動は微弱であるが、この微弱な流動が物質分散に寄与している。

次に、水塊としての移動過程を検討するため、指標物質として染料トレーサーを湾外の主流部一面に投入し、その後の挙動を追跡した。干潮・満潮の各憩流時および上げ潮・下げ潮の各最盛時にそれぞれ染料を投入してから、次の憩流時までの染料水塊の拡がりを $1/8$ 周期ごとに追跡し、図-5.10 に示した。

これによると、まずケースAでは、干潮憩流時および満潮憩流時に投入された場合には、その後、湾口断面を通じて染料水が湾内に流入しているが、上げ潮・下げ潮の各最盛時に投入されたものは、その後の少なくとも $1/8$ 周期間は流入が見られない。干潮憩流時投入後に湾奥方向に拡がっていく染料水は、投入時から $1/8$ 周期間に流入した染料水によって構成されていると見なされ、それが希釈されながら満潮憩流時には図の破線の位置にまで拡がっている。この拡がりの範囲は、上げ潮時に生成される強い循環流の存在範囲にはほぼ対応している。満潮時に投入された場合も同様であり、満潮憩流時より約 $1/8$ 周期間に流入した染料水塊は、前の上げ潮時に生成されて残存しているとみなされる環流の範囲に拡がっている。

ケースBについても、ケースAと同様な特徴を示している。

これらのことより、湾口での交換は、主として憩流時近辺の湾口断面での流出、流入の移流により生じ、また環流の持つ混合効果により環流域全体に拡がるものとみなされる。

ケースCにおいては、干潮憩流時に投入された染料水は湾内に流入するが、満潮憩流時に投入された染料の流入は殆ど見られない。これは、満潮憩流時における湾口断面での流出入が干潮憩流時のものと比較して小さいことに対応しており、上げ潮期間に生成される環流が比較的微弱でスケールも小さいこととも関係している。

以上に示した染料水塊の挙動の観察結果より得られる知見を要約すると、次のようである。

- 1) 湾口断面での交換は、主として、転流時の環流崩壊時における強い潮流シアーにより生じる。
- 2) 湾口付近に生成される湾幅スケールの環流は、湾外からの流入水を環流域全体に拡がらせる混合効果を持つ。

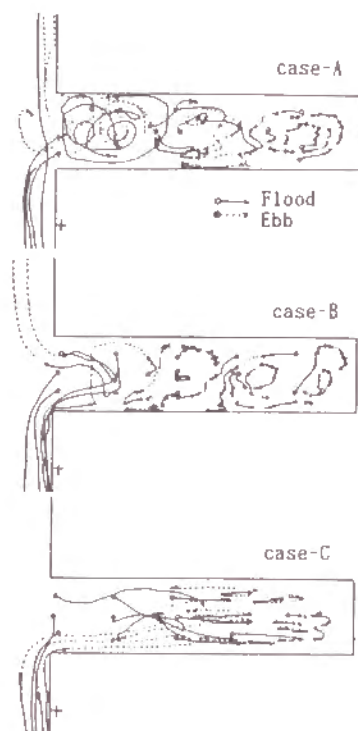


図-5.9 1周期間の流動軌跡



図-5.10(3) 染料水塊の拡がり (ケースC)

図-5.10(2) 染料水塊の拡がり (ケースB)

図-5.10(1) 染料水塊の拡がり (ケースA)

4.2 タンクモデルに基づく検討

本研究で対象とした潮流場における海水交換過程を模式的に示したものが図-5.11である。すなわち、上潮時に湾へ流入する水塊の容積 Q_f は、直前の下潮時に流出した水塊の一部 Q_{re} と元々湾外にあった水塊 Q_s とから構成され、同様に、下潮時に湾から流出する水塊の容積 Q_e は、直前の上潮時に流入した水塊の一部 Q_{fe} と元々湾内にあった水塊 Q_o とから構成されているとする。湾内水の平均濃度 C_m の時間的变化率（時間の単位は潮汐周期）は、 N_t を潮汐数（ t/T ）として次のように表わされる。

$$dC_m / dN_t = (Q_f C_f - Q_e C_e) / V \quad (5.6)$$

上潮時における水塊の組成より、

$$Q_f = Q_s + Q_{re} \quad (5.7)$$

$$Q_f C_f = Q_s C_s + Q_{re} C_e \quad (5.8)$$

下潮時における水塊の組成より、

$$Q_e = Q_o + Q_{fe} \quad (5.9)$$

$$Q_e C_e = Q_o C_m + Q_{fe} C_f \quad (5.10)$$

日潮不等などの潮汐の不規則性を無視し、下に定義する2種の交換係数 R_o および R_i を導入する。

$$Q_f = Q_o \quad (5.11)$$

$$R_o = Q_s / Q_f \quad (5.12)$$

$$R_i = Q_o / Q_e \quad (5.13)$$

以上の諸式より、式(5.6)は次のように書き表わされる。

$$dC_m / dN_t = \alpha (C_s - C_m) \quad (5.14)$$

$$\alpha = R_o R_i Q_f / \{ 1 - (1 - R_o)(1 - R_i) \} V \quad (5.15)$$

上式を $N_t = 0$ のとき $C_m = C_o$ の条件下で解き、さらに $C_s = 0$ と置くと、

$$C_m / C_o = \exp(-\alpha N_t) \quad (5.16)$$

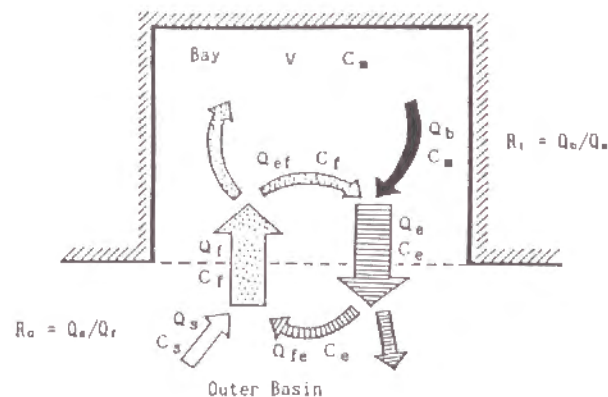


図-5.11 湾口部における海水交換過程の模式図

式(5.16)は、初期に濃度 C_o であった湾内水が、湾口での海水交換によって次第にその濃度を減じてゆく過程を表わしている。湾内水の平均滞留時間 τ_r は、式(5.16)を N_t について $0 \sim \infty$ で積分することにより、次のように得られる。

$$\tau_r = 1 / \alpha \quad (5.17)$$

対象とする湾の容積 V および Tidal Prism Q_f を評価することは比較的容易であるが、交換係数 R_o と R_i は何らかの観測によって評価する必要がある。

ここでは式(5.16)の妥当性を検討するために次のような実験を行った。すなわち、湾口断面を仕切って湾内に一様な初期染料濃度を与えた後、干潮憩流時に仕切り板を開放して一周後に再び湾口を閉め、湾内水を混合して湾内平均濃度を計測し、再び干潮憩流時に仕切り板を開放するという手順を繰返し行って、湾内平均濃度の時間的変化を計測した。その結果が図-5.12に示されている。各計測値は片対数紙上で直線を形成しており、このことは式(5.16)の妥当性を示している。同図より係数 α を算定すると、ケースA、B、Cの順に0.368、0.212、0.201となる。

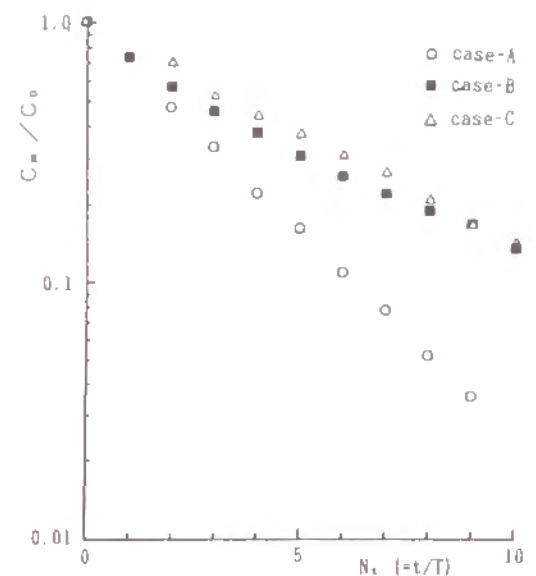


図-5.12 湾内平均濃度の時間的変化

4.3 一次元拡散方程式に基づく検討

次に、上に示したと同様な解析を一次元拡散方程式に基づいて行う（図-5.13 参照）。

$$\partial C / \partial N_t = K \partial^2 C / \partial x^2 \quad (5.18)$$

ここに K は、一周内に生起する混合過程の全てを集約した拡散係数である。

初期条件および境界条件を次のように与える。

$$C(x, 0) = C_o \quad (5.19)$$

$$C(0, t) = 0 \quad (5.20)$$

$$\frac{\partial C(L, t)}{\partial x} = 0 \quad (5.21)$$

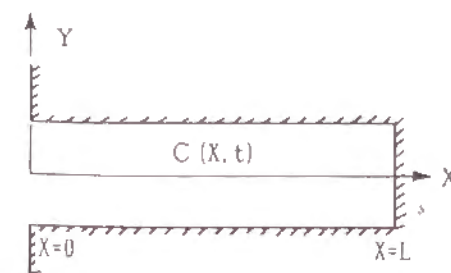


図-5.13 模式図

式(5.18)の解を $x = 0 \sim L$ で積分すると湾内平均濃度 C_m が算定され、それをさらに $N_t = 0 \sim \infty$ で積分すると平均滞留時間 τ_r が先と同様に求められ、それぞれ次のように表わされる。

$$C/C_0 = \sum_{n=1}^{\infty} (2/N) \cdot \sin(NX) \cdot \exp(-N^2 \cdot T) \quad (5.22)$$

$$C_m/C_0 = \sum_{n=1}^{\infty} (2/N^2) \cdot \exp(-N^2 \cdot T) \quad (5.23)$$

$$\tau_r = L^2 / 3K \quad (5.24)$$

ここに、 $N = (2n-1)\pi/2$ 、 $X = x/L$ 、 $T = K\tau/L^2$ である。

式(5.17)、(5.24)より、交換係数 R_0 、 R_1 と拡散係数 K が次式で結び付けられる。

$$\frac{\{1 - (1-R_0)(1-R_1)\} V}{R_0 R_1 Q_1} = L^2 / 3K \quad (5.25)$$

上式は、湾口断面の交換係数と湾内の拡散係数を結び付けるという意義を持っているが、ここでの解析が現象をかなり簡素化した条件の下でなされているため、定量的な信頼性には問題がある。

交換能力を定量的に評価するために、湾内水面に配置した紙トレーサのそれぞれの湾内滞留時間を計測し、湾内滞留時間の等値線（単位：潮汐周期）として図-5.14に示している。

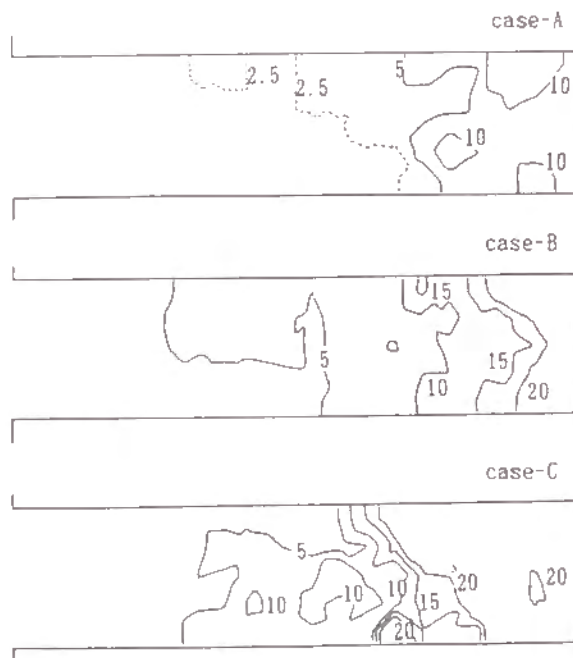


図-5.14 滞留時間の分布

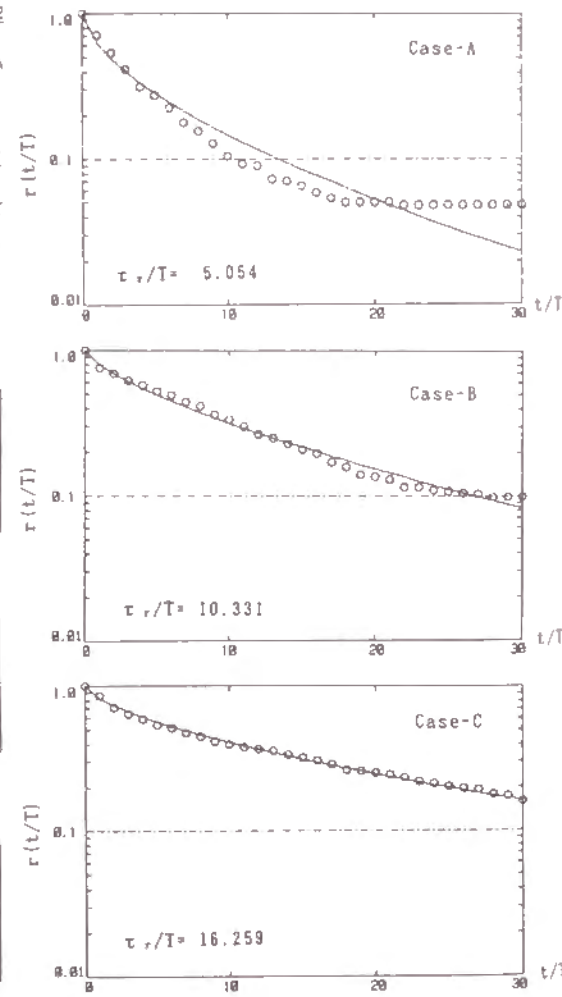


図-5.15 トレーサー個数より求めた残余関数

まず、ケースAについて見れば、湾奥の一部を除いてほぼ全域のトレーサーが10周期以下の滞留時間を持ち、 $x/L=0 \sim 0.3$ の領域では殆ど全域において2.5周期以下の滞留時間であった。また、横断方向についての滞留時間値の変動は他のケースに比較して小さい。

これに対して、ケースBにおいては、湾口より $x/L=0.25$ までの領域においては、幅方向にほぼ均等に0~2周期程度の滞留時間となっているが、 $x/L=0.25 \sim 0.5$ の範囲では、 $\tau_r/T=5.0$ の等値線を境として、2.0周期程度の滞留時間を持つ水域と6.0周期以上の滞留時間を持つ水域とに二分されている。それより湾奥においては、横断方向の変動は比較的小さい。ケースCにおいては、他のケースよりも滞留時間値の空間勾配の大きい領域が明確に表れている。

また、これらのトレーサの各時刻における湾内残留個数と初期個数との比を求めて、湾内についての残余関数を得た。これを図-5.15に示す。残余関数は、式(5.22)で表わされるように指数関数的に低減している。なお、これより得られた平均滞留時間値を図内に示している。これによれば、湾内全域に対する平均滞留時間は、ケースA、B、Cの順に5.1T、10.3T、16.3Tであって、潮流と恒流の共存するケースCでの平均滞留時間が潮流のみのケースBの場合よりも長いという興味深い特性を示している。

第5節 潮流と海水交換に関する数値シミュレーション

実験ケースB（水深5cm、潮汐周期 $T=180$ 秒）を対象とし、3章に示した数値モデルを用いて潮流と海水交換の数値シミュレーションを行なった。空間刻みは $\Delta x = \Delta y = 5\text{cm}$ 、時間刻みは $\Delta t = 0.05\text{秒}$ 、マンニングの粗度係数は $n=0.01$ 、水平渦動粘性係数は全域一律³⁾に $A_n=0.0855\text{ cm}^2/\text{sec}$ 与えた。境界条件については、計算結果に及ぼす影響を事前に吟味して選定した。

計算されたオイラー流速場での仮想粒子追跡法としては、第3章で記述した Predictor-Corrector 法を用い、乱流拡散は考慮しなかった。

5.1 潮流計算における境界条件

(1) 開境界条件

左右の開境界に対して下のような条件を課した。

・左開境界（起潮機側）

$$\zeta_L = a_L \cdot \sin(2\pi t/T), \quad a_L = 0.100\text{ cm} \quad (5.26)$$

$$\partial U_L / \partial x = 0 \quad (5.27)$$

$$V_L = 0 \quad (5.28)$$

・右開境界（起潮機側）

$$\zeta_R = a_R \cdot \sin(2\pi t/T), \quad a_R = 0.105\text{ cm} \quad (5.29)$$

$$U_R = U_{\max} \cdot \cos(2\pi t/T), \quad U_{\max} = 2.0\text{ cm/sec} \quad (5.30)$$

$$V_R = 0 \quad (5.31)$$

(2) 閉境界条件

閉境界に垂直な流速成分を0とする通常の条件の他に、陸地付近における差分計算を行なう場合、境界外の流速を与える必要がある。そこで、閉境界外流速の取り扱いについて下の3種類の与え方をし比較検討した。

条件1：境界に平行な流速成分の垂直方向の微係数を0とする。

条件2：境界表面上の流速を0とする。(Non-Slip)

条件3：境界外の流速を0とする。

一例として、上記三条件の下で計算された上げ潮最盛時の流速ベクトルを比較したものが図-5.16である。条件1では、湾奥の流動が実験よりも大きくなっている。条件2と3では大きな相違はないが、湾口の環流に着目すると、条件3の下で計算された結果の方が実験を良く再現しているようである。他の潮時における計算結果もほぼ同様な結果であったので、以後の計算には条件3を用いる。

5.2 潮流の特性

実験ケースBに対する条件で、湾長・湾幅比を変化させた場合($L/B = 1, 2, 3, 4$)の潮流を計算した。各場合の1周期内における潮流ベクトルの時間的変化を図-5.17～図-5.20に示している。 $L/B = 4$ の場合が実験ケースに相当する。

いずれの場合にも、潮流場の基本的特徴は湾口付近に形成される環流である。この環流のライフサイクルについては第3節で詳述しているが、数値計算結果においても全く同様な潮流特性が再現されているので、ここでは湾長・湾幅比 L/B の相違による湾内潮流の差異に着目して検討する。

剥離によって形成された渦流は湾外流速の増大とともに発達し、湾口幅のスケールをもつ環流へと成長するため、 $L/B = 1$ ではほぼ湾内全域が環流域となっている。 $L/B = 2 \sim 4$ での結果より、この湾口環流が湾長方向に及ぼす影響範囲は、湾口幅の約1.5倍と推定される。これは $L/B = 3, 4$ において、それより湾奥側での潮流に顕著な相違が認められないことに基づく推定である。

5.3 海水交換の特性

$L/B = 4$ を対象として、干潮憩流時において湾内全域に仮想粒子を配置(1格子当たり16個、総数6,200個)し、湾内での残存の分布パターンの変化を求めた結果を図-5.21に示している。

前述した潮流パターンの変化に追隨して、湾内水と湾外水とが交換されてゆく過程が再現されている。1周期後($N_{\text{rel}} = 1.0$)の分布パターンを見ると、湾口幅の約1.5倍までの水域における分布が著しく変化しており、このことから湾口環流の影響範囲が湾口幅の約1.5倍であるという推定が妥当であるといえる。

上と全く同様の計算を $L/B = 1, 2, 3$ についても実施し、湾内残存数 N と初期個数 N_0 との比 $r = N/N_0$ の時間的変化を求めた。それを図-5.22に示している。同図において、 $L/B = 3, 4$ では仮想粒子投入5周期後からの減減が極めて微少であることより、一つの目安として、 $L/B > 3$ であるような湾域は閉鎖性の高い湾域であると見なされよう。

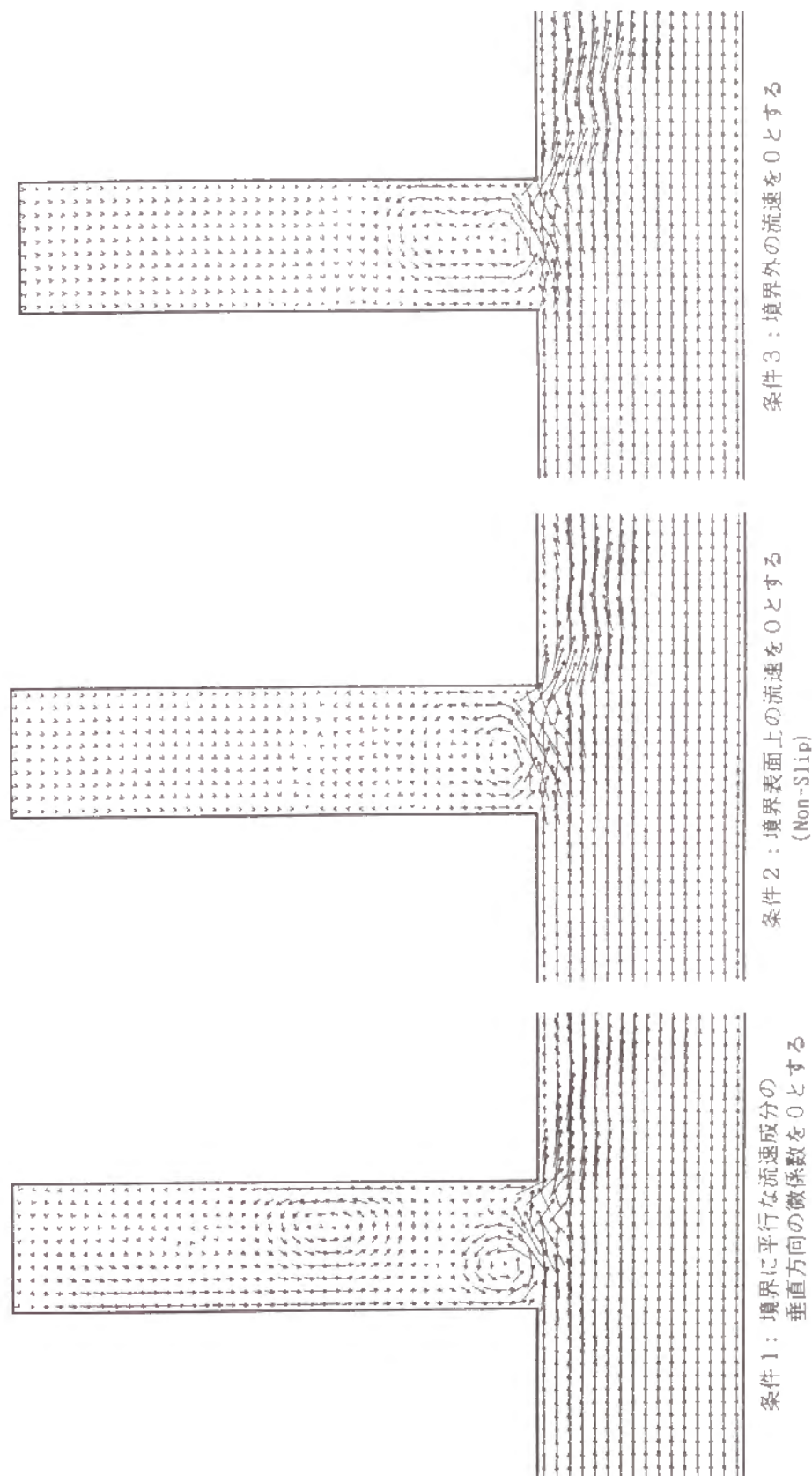


図-5.16 境界条件の相違による上げ潮最盛時流速ベクトルの差異

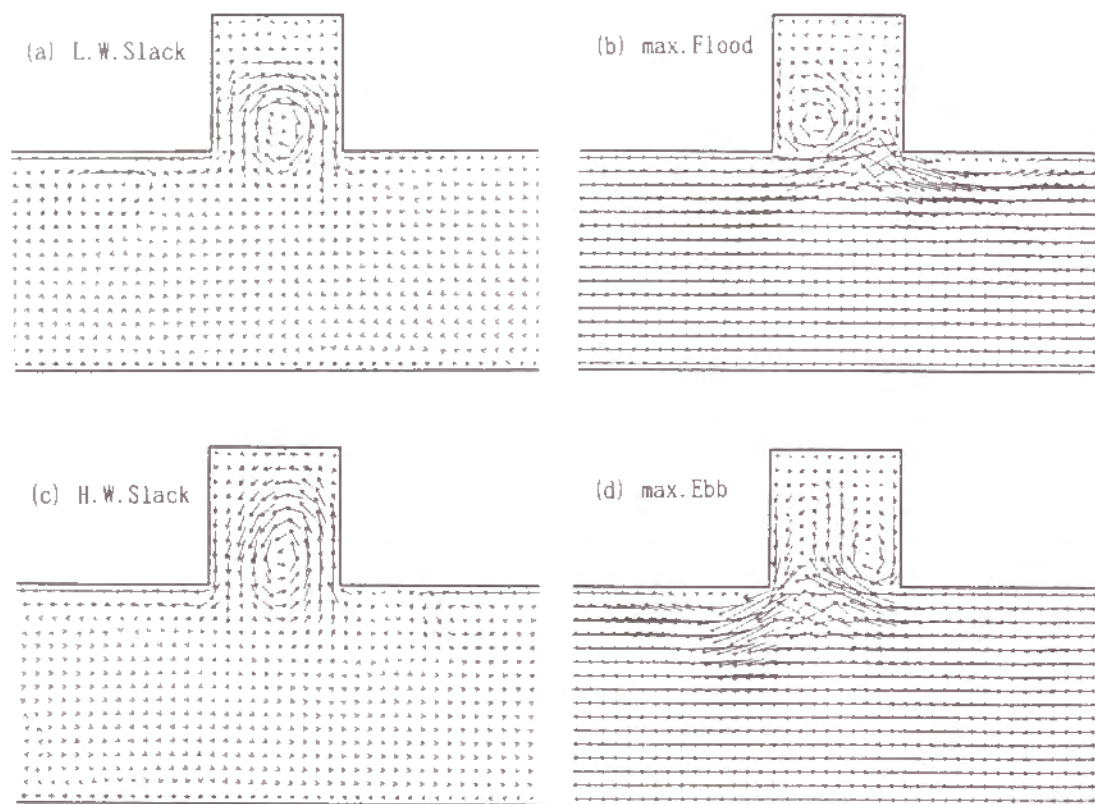


図-5.17 流速ベクトルの時間的变化 ($L/B = 1$)

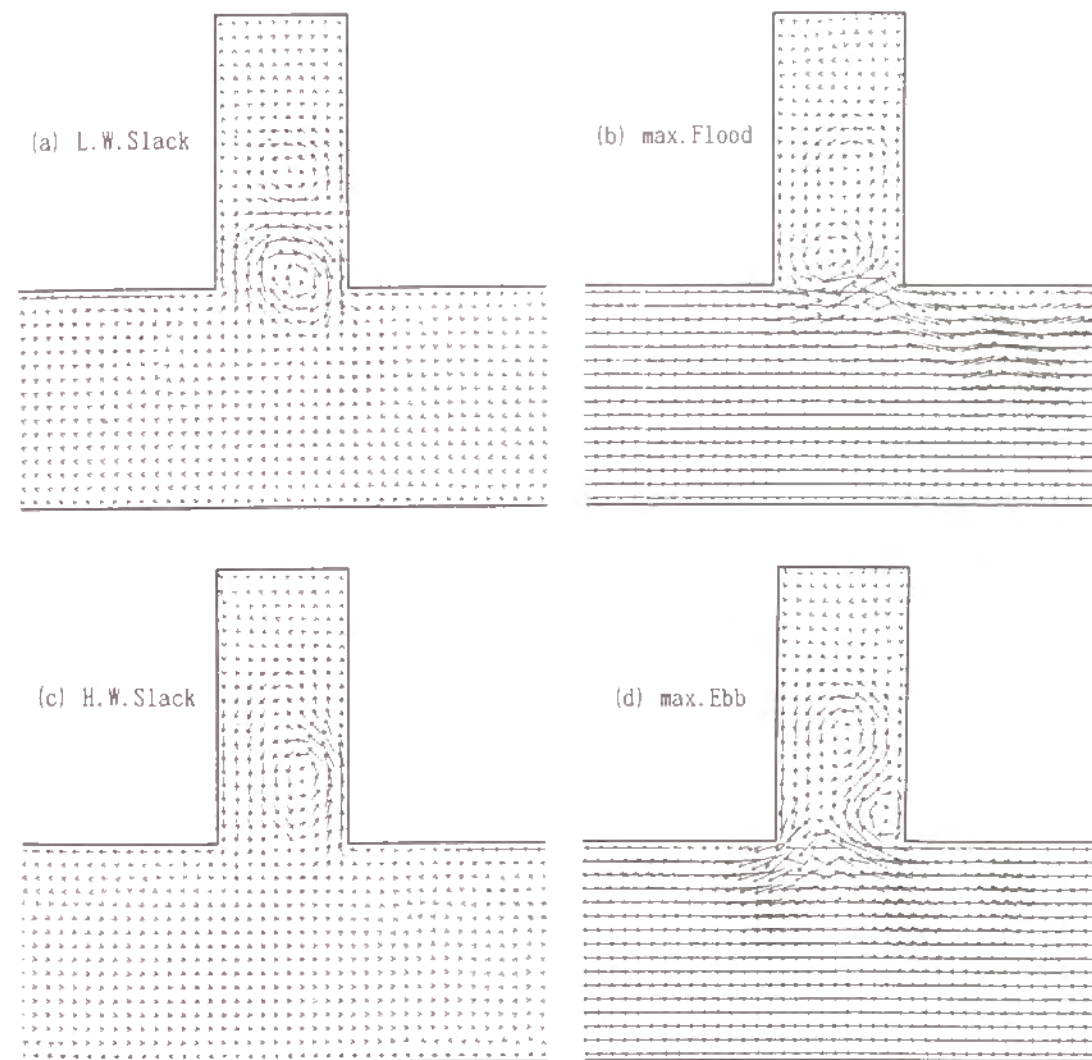


図-5.18 流速ベクトルの時間的变化 ($L/B = 2$)

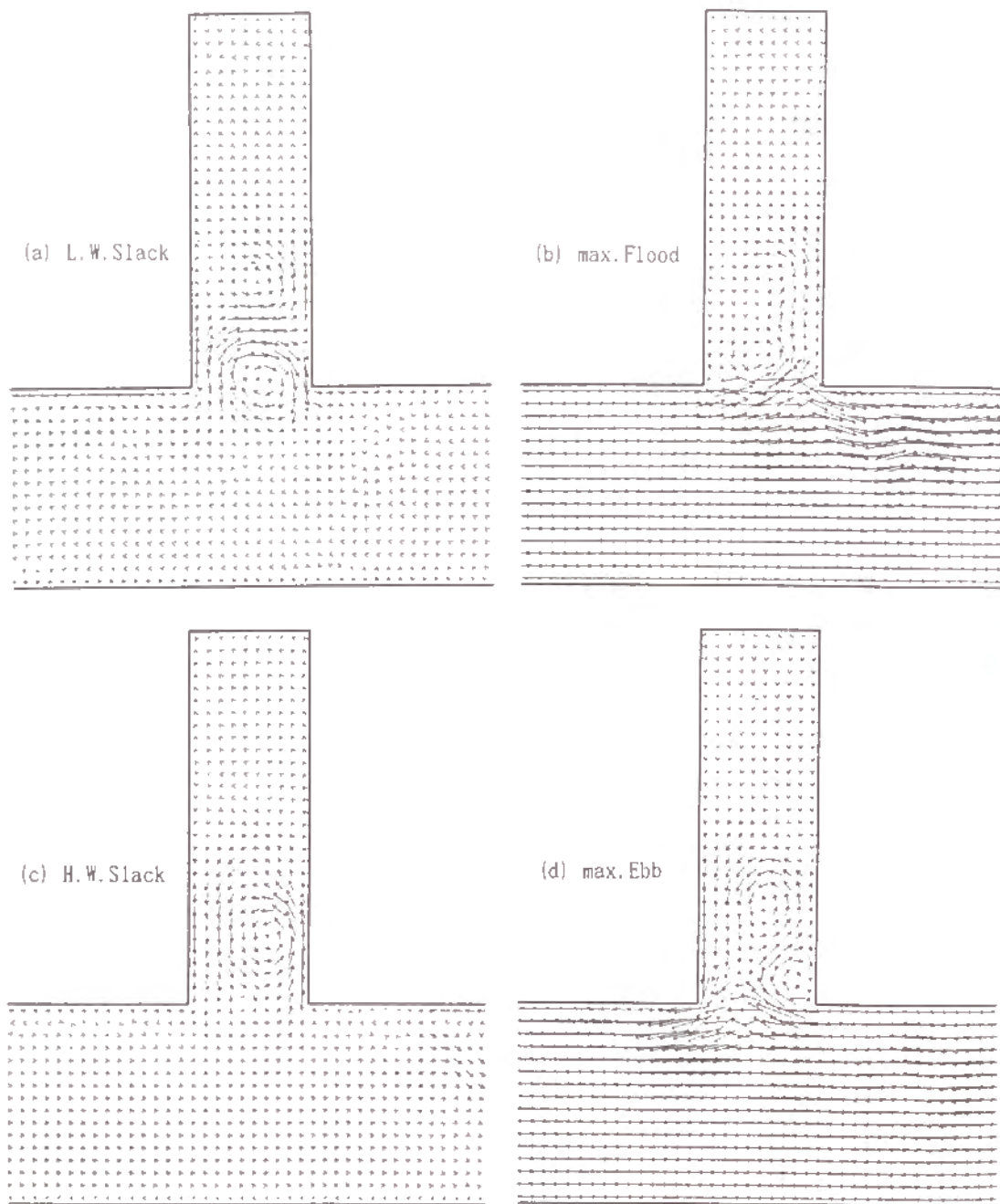


図-5.19 流速ベクトルの時間的变化 ($L/B = 3$)

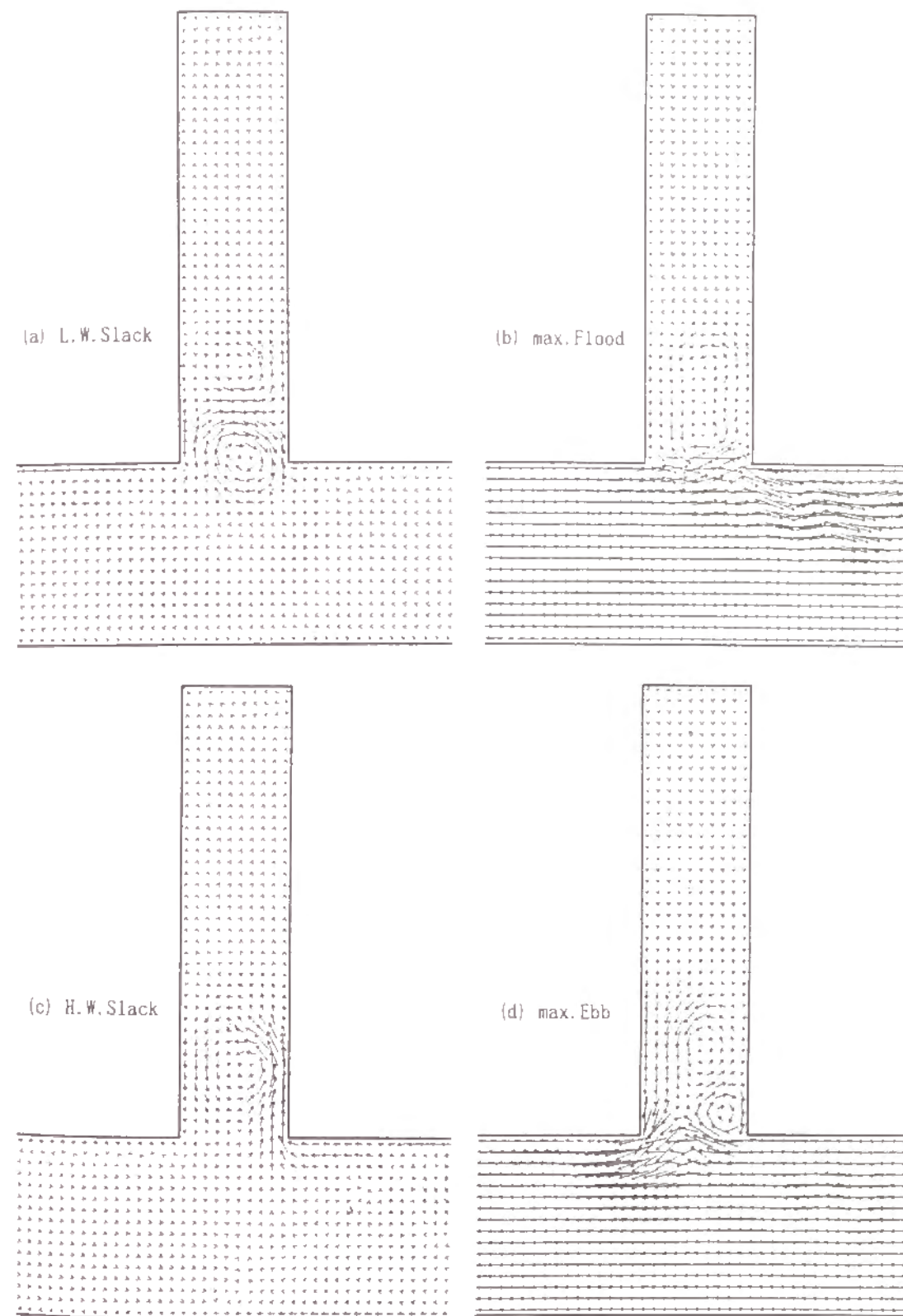


図-5.20 流速ベクトルの時間的变化 ($L/B = 4$)

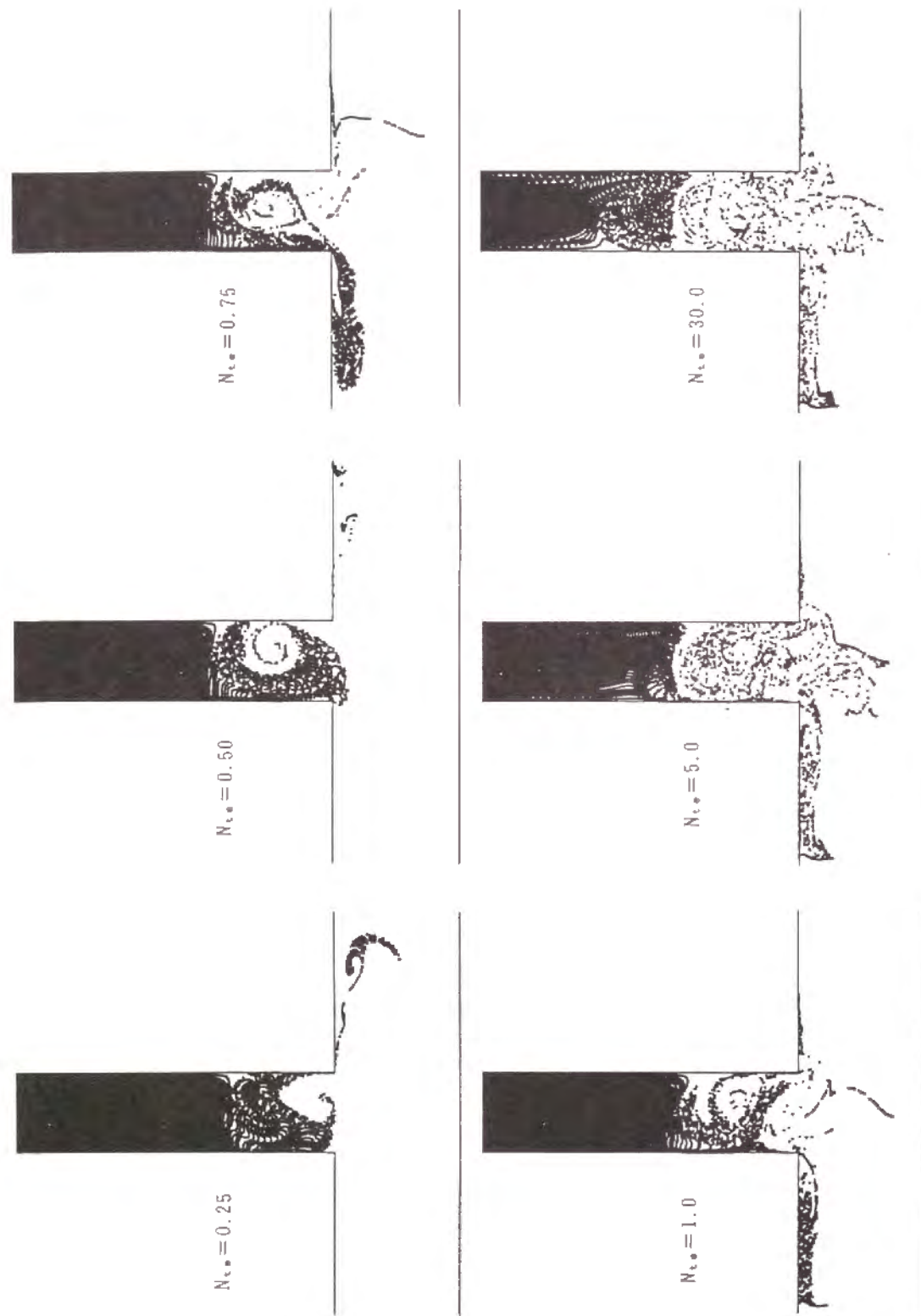


図-5.21 仮想粒子の分布パターンの時間的变化 ($L/B=4$)

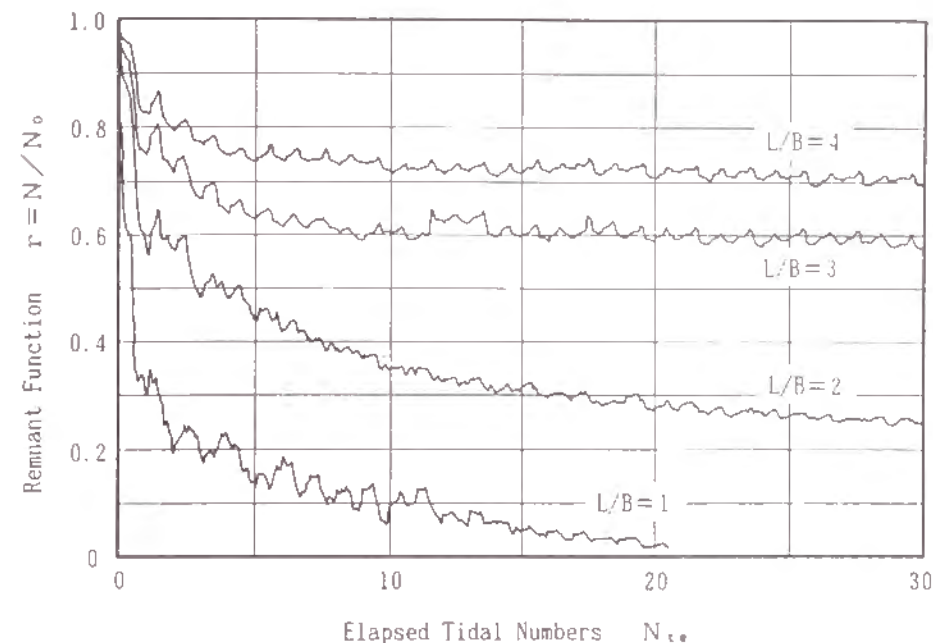


図-5.22 仮想粒子の湾内残存個数より求めた残余関数

第6節 結 語

本章では、海岸線に沿うくぼみ状の湾や河川感潮域内の掘り込み港湾などのように、外部水域の流動に対して湾内での流動が著しく縮小された水域を対象として、湾内の流動と海水交換について物理実験および数値計算の両面から検討したものである。

このような場での潮流は、流れの剥離によって生成され、発達・減衰・消滅する環流で特徴づけられることがわかり、そのライフサイクルを明確にした。また、湾内水と湾外水との海水交換については、湾外潮流が最盛で湾内に顕著な環流が存在する時には交換量が小さく、逆に、環流の消滅する転流時付近での交換量が大きいことがわかり、湾内外の海水交換機構は上述した環流のライフサイクルに対応して説明されることを明らかにした。さらに、この湾口環流の影響範囲は湾口幅の約 1.5 倍であると推定した。

参 考 文 献

- 1) Fischer, H.B., E.J. List, R.C.Y. Koh, J. Imberger and N.H. Brooks: Mixing in Inland and Coastal Waters. Academic Press, 1979.
- 2) 柳哲雄著：沿岸海洋学，恒星社厚生閣，pp.105-106，1989.
- 3) 金子安雄・堀江毅・村上和男・上野信行・久保正則：大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験，港湾技術研究所報告，第12巻3号，pp.99-201，1973.

第6章 海峡部を通じての外海—内湾系の 海水交換に関する研究

第1節 概 説

海峡部は地形的に見ると、1) 双方の陸地が突出するもの、2) 片岸が突出し対岸はなだらかもの、3) 双方の陸地がなだらかで水路状になっているもの、に大別される。例えば、大阪湾では友ヶ島水道が1)に、明石海峡は2)に分類されよう。また、海峡部は、閉鎖的であることの多い内湾域と外海域との結節部でもあり、海峡周辺の流動構造が内湾水と外海水との海水交換特性に果たす役割は極めて大きいことが知られている¹⁻⁴⁾。海峡周辺の流動構造と海水交換機構の関係については、従来より精力的な研究が行なわれてきており、通常、海峡を挟む両海域に生成される渦流（主として流れの剥離に起因する）の消長と密接な関係のあることが分かってきた⁵⁻¹⁴⁾。

本章では、潮汐残差環流および生成・消滅を繰り返す渦流による海峡部での海水交換の機構を検討するために、上述した2)のタイプを対象として、実験および数値計算による検討を行う。

第2節 実験装置および方法

実験水槽は、図-6.1 に示すように、幅4m、奥行き8mの平坦なコンクリート製水槽である。水槽内に、幅3m、奥行き1.5mの長方形湾をブロックで作製し、湾口幅を0.4mとした。水槽端にはブランジャー式起潮機が設置されており、正弦波状の潮汐が再現される。また、起潮機の回転板にマイクロスイッチを取り付け、所定の潮時にパルス電圧が得られるようにしてある。

実験では、起潮機の回転周期を60秒、水深を10cmとし、図-6.2 に示すケースA、B、Cの3モデル海域を対象とした。ケースB、Cの海峡幅はいずれも45cmである。また、湾口部での水位変動と潮流の位相差は $\pi/2$ であり、湾口部が干潮となる潮時を原点とし、1周期を8分割して図-6.3 のように位相番号を定義する。各ケースにおける湾口部での潮差は8.4mmで、湾内における潮差の場所的な変動および潮位変動における空間的位相差も殆ど検出できないほど微小であった。

流況の可視化実験では、水面に散布した5mm角紙片の流動を写真撮影した。撮影時にはカメラの前面を瞬間的に遮ることにより、紙片の移動方向が判別できるようにしている。得られた結果は、格子点上の流速ベクトルに変換されるが、ここでは格子間隔を10cmとした。

水塊の交換過程および見かけの拡散係数を調べる実験では、ローダミン染料水を用いてその移動を8mmビデオに収録した。染料水と実験水は等温となるようにし、投入後1〜2周期間の染料水の挙動は、当該水域での水塊の挙動にほぼ一致するものと見なし解析した。

着目水域の平均滞留時間を求める実験では、5mm角紙片を10cm間隔の格子点上に瞬間投入し、着目

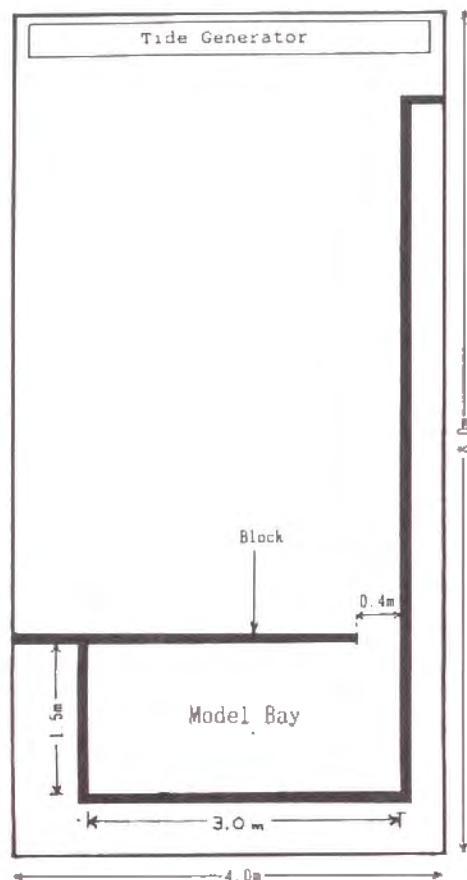


図-6.1 実験水槽の概要

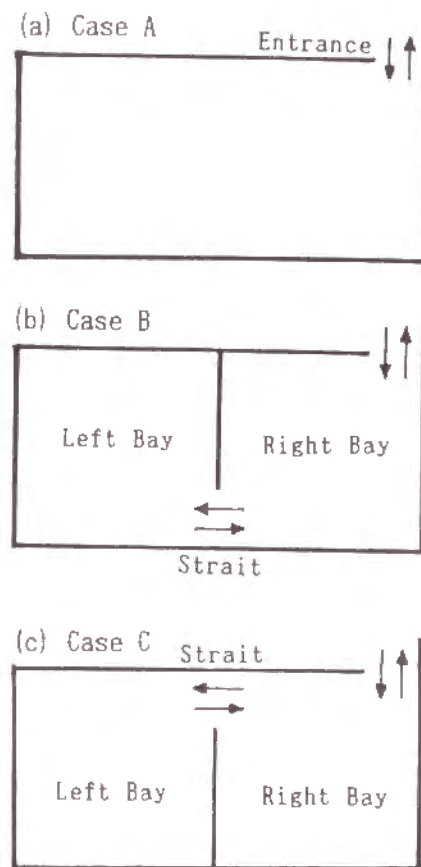


図-6.2 モデル海

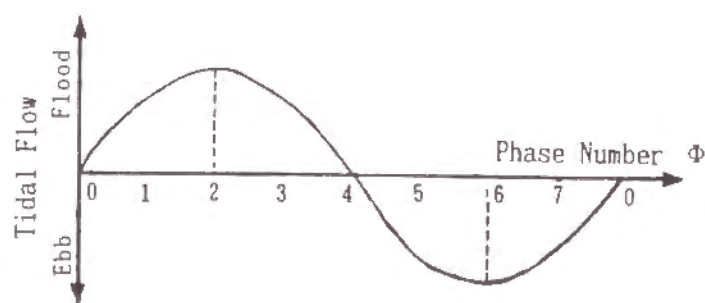


図-6.3 位相番号の定義

水域の境界を出入りする数を計測して着目水域内の残余個数を求めた。投入する潮時（位相）はいずれの場合も干潮時（ $\Phi=0$ ）とした。なお、この実験では、長時間たつと浮子の残余個数が少なくなることにより分布が不均一になることや浮子同士の付着による実験の限界があるため、投下後50周期までのデータを用いるとともに、データの精度を上げるため、全く同じ実験を数回繰り返した平均値を用いて解析した。

第3節 潮流特性

3.1 流速ベクトルおよび流況パターン

各ケースにおける流速ベクトルおよび潮汐残差流ベクトルを図-6.4～図-6.7に示す。これらによると、湾内の流況は恒常的に存在する湾規模の環流と湾口部付近に形成される剥離渦に支配されており、潮汐残差流速と各位相時の潮流速には大きな差の無いことが分かる。

湾口や海峡の周辺の流速について見ると以下のようなものである。上げ潮最盛時における湾口部での流速は各ケースとも3～4 cm/sであるが、下げ潮最盛時には、ケースAおよびCで3～4 cm/s、ケースBでは4～5 cm/sとやや大きくなっている。ケースBおよびCの海峡部では上・下げ潮の各最盛時において2～3 cm/s程度であって、湾口部周辺の潮流との位相差は殆ど見られない。

これらのベクトル図および写真-6.1に示したトレーサの半周期間の流跡を基にして、各ケースにおける流況を模式的に表したものが図-6.8である。図中の点線は、流速が微弱であったり位相によって生成・消滅するものを示している。隣接する環流間の水塊交換は、環流が閉じている満潮および干潮時ではなく、これらが崩壊した時に現れる8字形の経路に沿って生じる¹⁾ことが理解される。これより、8の字構造を形成する環流の特性が交換特性を決定すると考えられるので、これらについて検討を行なうことにする。なお、図-6.8中の表示に従い、 R_{A1} 、 R_{B1} 、 R_{C1} を総称して R_1 と表記する。

湾外に形成される R_0 についてみると、以下のようなものである。これは、下げ潮流時（ $\Phi=7$ ）に流れの剥離により発生・発達するが、やがて湾外左側より湾口に流入する上げ潮流により側壁に押しやられていく。ケースAでは、これにより $\Phi=2$ には消滅するが、ケースBおよびCでは側壁付近でその形を留めている。

湾内の時計回りの環流 R_1 について見ると以下のようなものである。 R_{A1} は湾内ほぼ全域にわたる大きなスケールをもち、湾内左端にはこれと対をなす微弱な環流 R_{A2} が見られる。また、 R_{C1} は恒常的に右湾全域を占めているが、 R_{B1} は生成・消滅を繰返す R_{B2} の存在の有無によってスケールが変動する。なお、 R_{B2} は下げ最盛から上げ最盛に至る潮時にかけてのみ存在し、その他の潮時には見られない。また、各ケースとも上げ潮流時に湾口付近に剥離による渦流が生じ、時計回りの環流（ R_1 ）に乗って移動するという2重構造になっている。

次に、ケースBおよびCについて左湾の環流を比較する。 R_{B2} と R_{C2} は向きは異なるが、ともに流

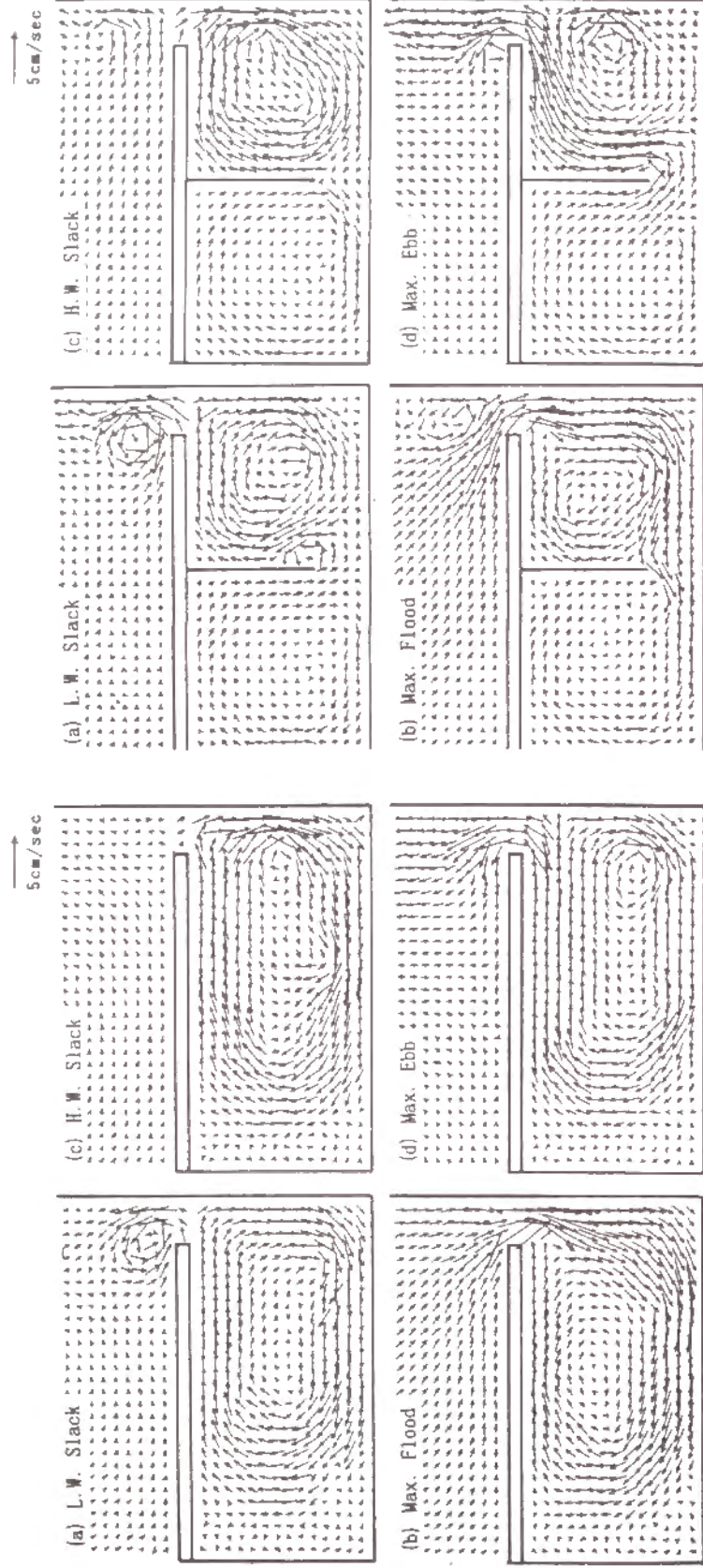


図-6.4 流速ベクトルの時間的变化 (ケースA)

図-6.5 流速ベクトルの時間的变化 (ケースB)

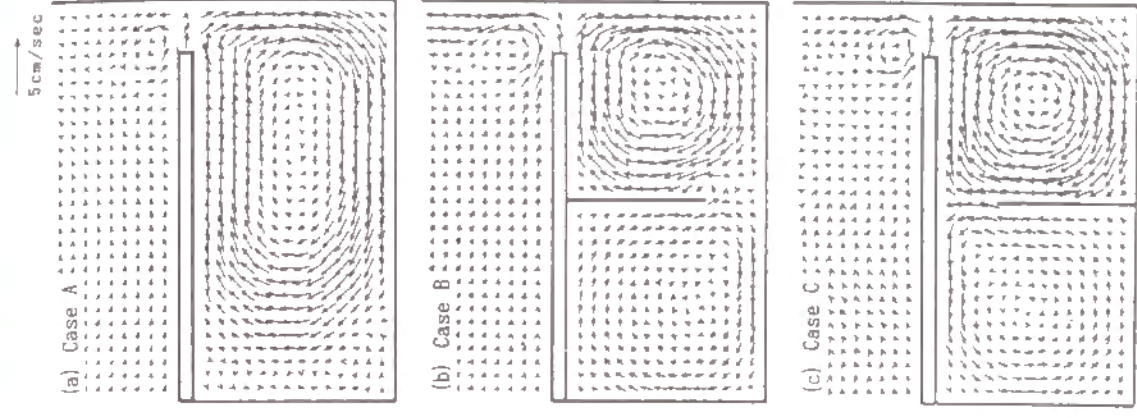
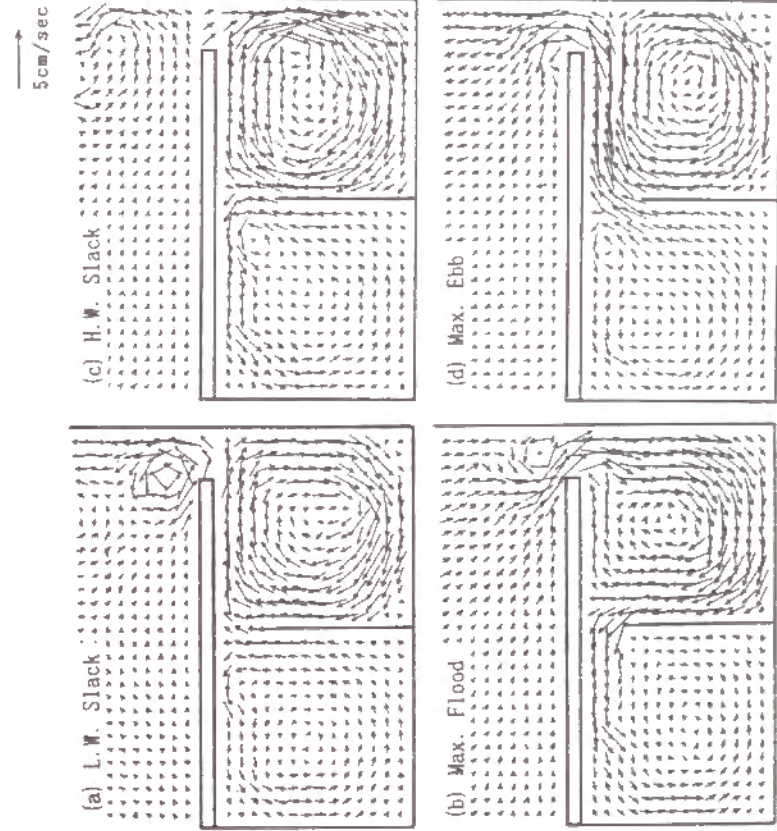


図-6.6 流速ベクトルの時間的变化 (ケースC)



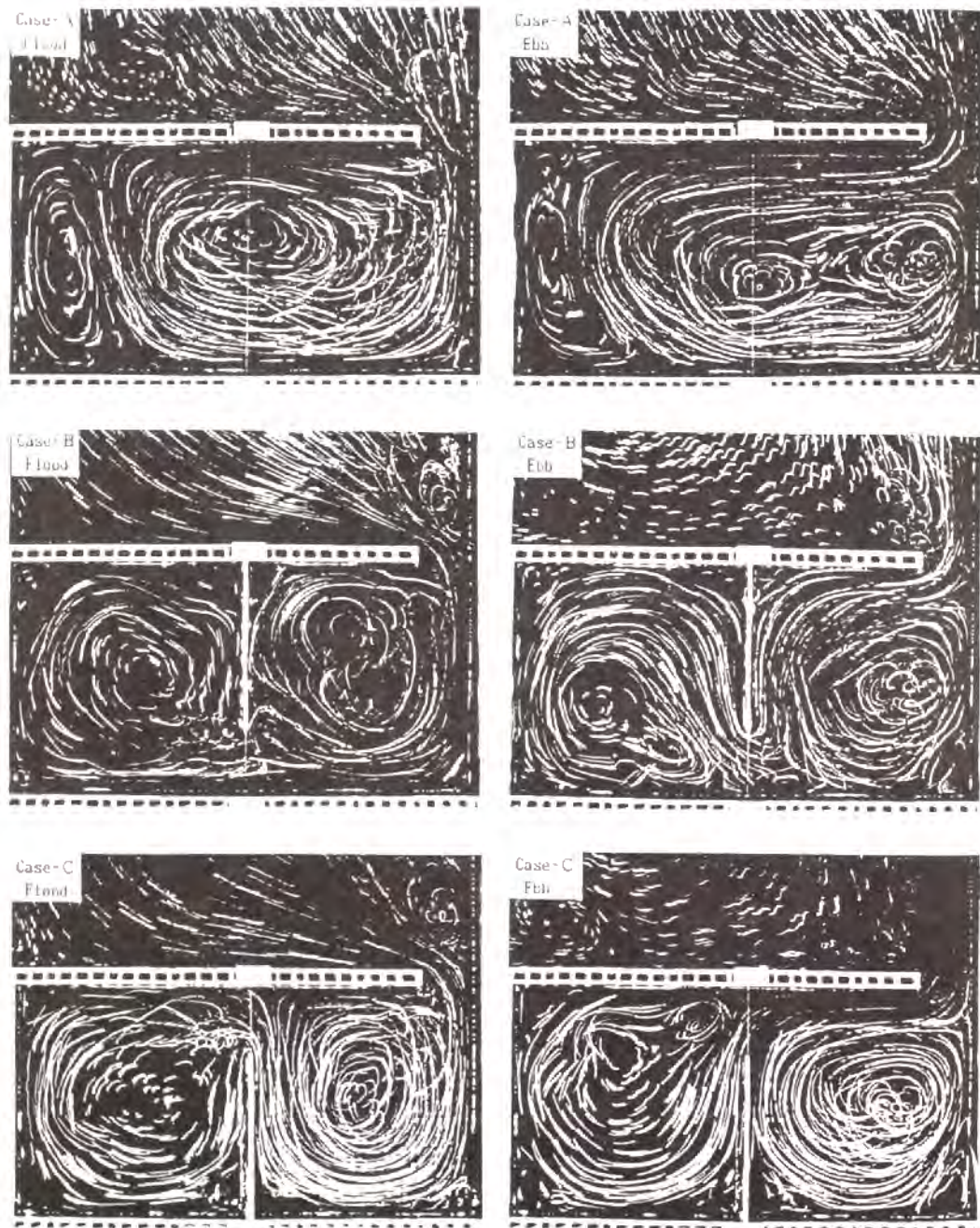


写真-6.1 トレーサーの半周期間の流跡

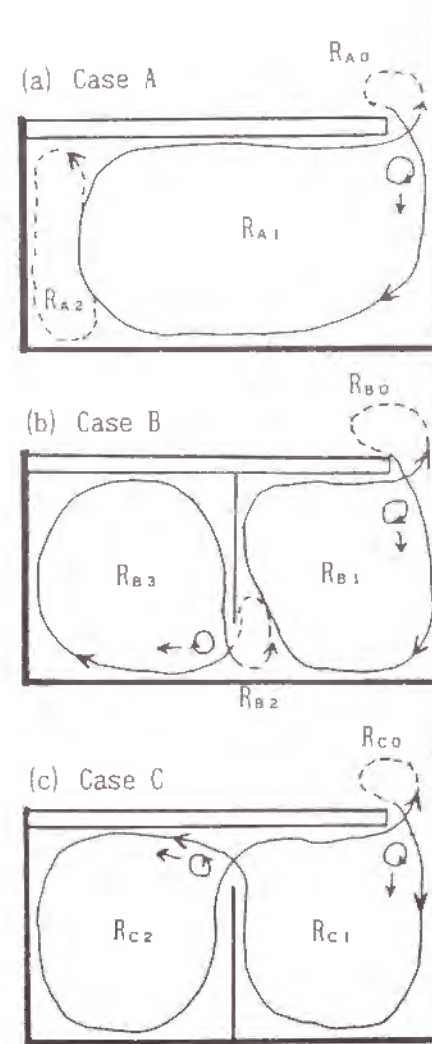


図-6.8 流況の模式図

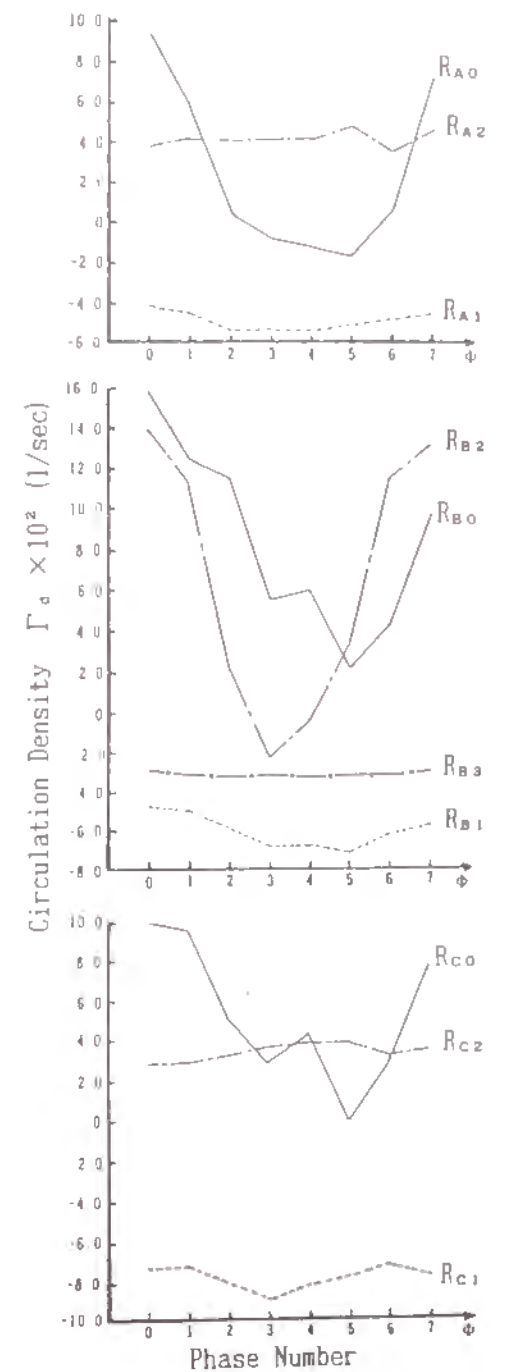


図-6.9 循環密度の時間的变化

速は 1 cm/s 弱である。また、上げ潮流時には海峡部で剥離渦流が生じており、ここでも2重構造が見られる。

ここで注意しなければならないことは、ケースBおよびCにおいて、海峡部でSの字構造を形成する R_{B2} と R_{B3} および R_{C1} と R_{C2} では、それらのスケールおよび流速が大きく異なるために、ケースBでは右湾のごく限られた水域の水塊が左湾に入ってくるのに対し、ケースCでは右湾ほぼ全域の水塊が R_{C1} 乗って循環し左湾に入ってくることである。したがって、Cの方が交換現象のスケールが大きいことが推察される。

3.2 環流の特性

次に、各環流の強さを循環密度により評価する。循環密度はある閉区間における循環値を、閉区間の面積で除したものである。符号は反時計回りを正とする。計算された循環密度 Γ_a の位相ごとの変化を図-6.9に示す。これによると、流れの剥離に起因する渦流は発生・消滅を繰返すために循環密度の変動が大きく、転流時にピークを持つことが分かる。これに対して、地形性による大きなスケールの環流では変動が小さい。これは、環流の「閉鎖度」の違いによるものである。すなわち、環流の流線が閉じている時間が長いほど、また流速が大きい（循環密度が大きい）ほど閉鎖度は高くなると考えてよい。

湾口部の交換に關与する R_o と R_i について見ると、以下のようなものである。 R_o については、いずれのケースも満潮時あたりで発生し、干潮時に最大値をとって流線は閉じた状態になるが、やがて崩壊し循環密度は小さくなり、閉鎖度は極めて低くなる。各ケースで比較すると、 R_{A0} が最も閉鎖度が低く、 R_{C0} および R_{B0} の順に閉鎖度が高くなる。一方、 R_i については、他よりスケールの大きい R_{A1} が最も閉鎖度が高く、次いで Γ_a の絶対値の大きさの順に R_{C1} 、 R_{B1} の順になる。

以上のことより、 R_o と R_i の相互関係を考えると、湾内の環流 R_i の閉鎖度が高いと、湾口部の下げ潮流速が弱まり湾外に閉鎖度の低い環流 R_o が形成されることが考えられる。

第4節 海水交換機構

4.1 水塊の移動過程

各ケースについて干潮時に湾外を染料で着色した場合（実験I）、ケースBおよびCについて干潮時に右湾内を着色した場合（実験II）について、染料水塊の外縁形状の広がりを調べた。

実験Iの結果を図-6.10に示している。図中、 N_t は経過潮汐周期数を表わしている。投入後1周期までは、各ケースとも次のような共通した特性が見られる。 $N_t=0.25$ では、上げ潮流により湾外水は真っ直ぐに湾内に向かい、先端部は $N_t=0.50\sim 0.75$ にかけて湾口付近で生じる剥離による渦流の移動および環流の影響を受けて徐々に広がる。一方、湾上端から湾口付近にかけては、湾口へ向かう下げ潮流が強まるため、湾口付近の湾外起源水は時計回りの環流に誘導されて湾奥へ押しやられ、湾内水

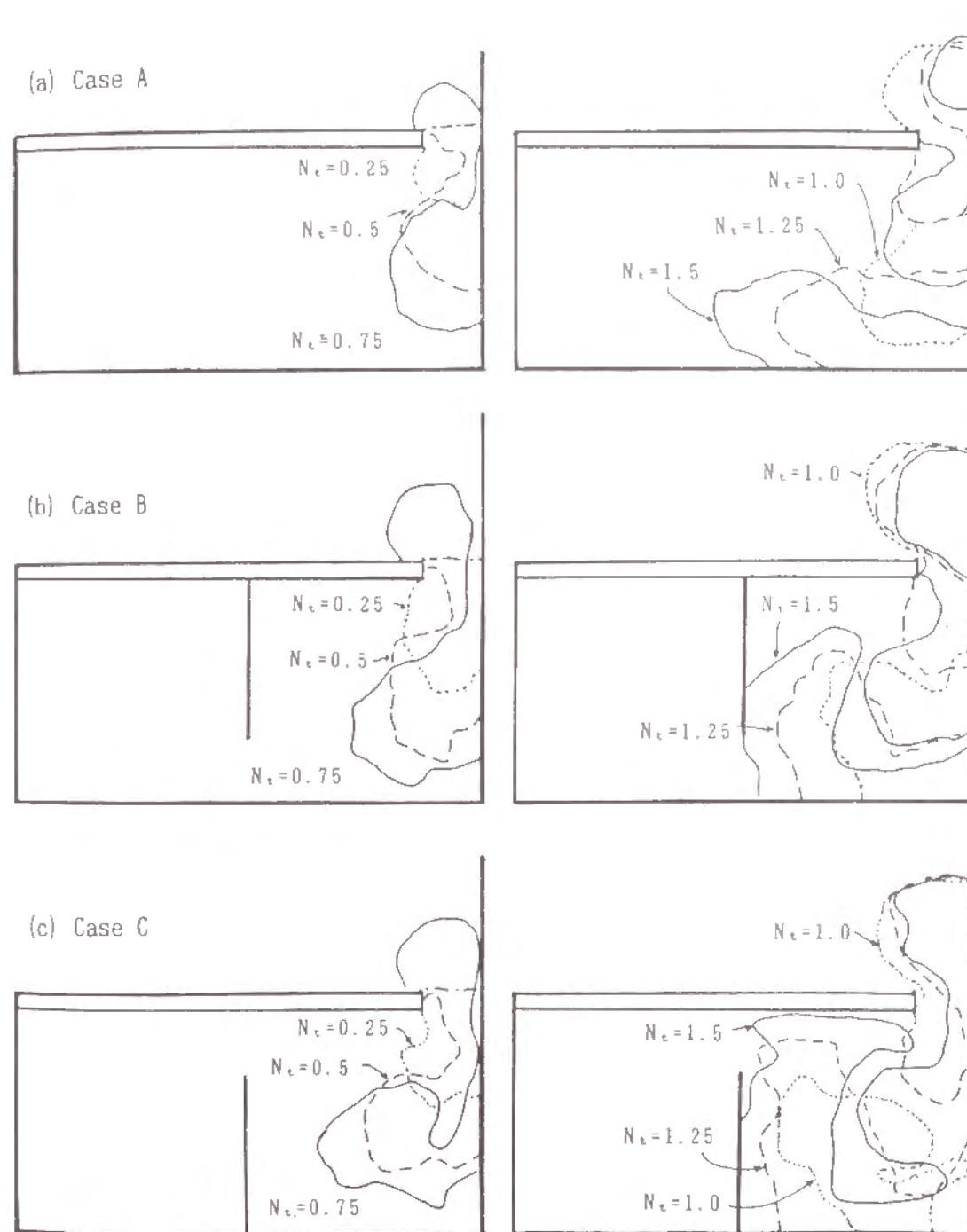


図-6.10 染料水塊の広がり（実験I）

が湾外へ出ていく。 $N_t=1.0$ では、湾内には湾外起源水が取り残され、湾内起源水は湾外に形成されている渦流内に大半が trap される格好になっている。 $N_t=1.25\sim 1.50$ にかけては、各ケースについて若干異なる特性が見られる。ケースAでは、湾外の渦流が消滅し、強い上げ潮流によって1周期目に出た湾内起源水の多くは湾外水と混合希釈されて湾内に戻り、残りは次の下げ潮流によりさらに遠くへ運ばれている。一方、湾内に取り残された湾外起源水は環流の中心部へは拡がらず、外周に沿って伸びている。ケースBおよびCでは、湾外の渦流は $N_t=1.25$ において側壁付近に存在し続けており、そのため1周期目に出た湾内起源水は、より長くこの渦流にtrapされることになる。湾内に取り残された湾外起源水は、ケースBでは、上げ潮流に引きずられて海峡付近に達するが、 $N_t=1.50$ にはその先端は湾口へ真直に向かい、それ以外の水塊は環流の中心で混合希釈される。これに対してケースCでは、先端は $N_t=1.50$ には海峡付近に達し、その後、海峡より左湾へ向かうものと、環流の外周を通過して湾口へ向かうものとに分かれる。

次に、実験IIの結果を図-6.11に示す。ケースBでは、左湾に入ってくる右湾水は環流の中心へはあまり拡がらずその外周に沿って拡がる。これに対して、右湾へ流入する左湾水は $N_t=0.75\sim 1.0$ にかけて渦流(R_{e2})にtrapされるが、これが消滅すると上げ潮流に乗って大半が左湾に戻っている。ケースCでは、上げ潮流時に左湾側に比較的強い渦流が生じるため、右湾水はこの渦流に巻込まれて環流(R_{e2})の中心方向へ拡がる。一方、右湾に流出した左湾水は、 $N_t=1.0$ で先端は右湾の上端半ばあたりまで達するが、残りは上げ潮流によって左湾に戻る。これにより先端は分離し、 $N_t=1.25$ では湾口からの上げ潮流の影響を受けて環流(R_{e1})の中心方向へ拡がる。

4.2 交換係数

湾口あるいは海峡付近の水塊の交換機構を図-6.12のように模式化して考える。図中、 Q は1潮汐周期あたりの流量を表わし、各流量を以下のように定義する。

- Q_r : 上げ潮流によって湾内に流入する水塊の流量
- Q_o : 下げ潮流によって湾外に流出する水塊の流量
- Q_{rr} : Q_r のうち、湾内に残存する水塊の流量
- Q_{or} : Q_o のうち、湾外に残存する水塊の流量
- Q_{ro} : Q_r のうち、その前の下げ潮流による水塊の流量
- Q_{or} : Q_o のうち、その前の上げ潮流による水塊の流量
- Q_s : Q_r のうち、 Q_{ro} を除いた水塊の流量
- Q_b : Q_o のうち、 Q_{or} を除いた水塊の流量

これらを用いて、交換係数を以下の流入係数 r_r および流出係数 r_o で定義する。

$$r_r = Q_s / Q_r, \quad r_o = Q_b / Q_o \quad (6.1)$$

また、 $Q_r = Q_s + Q_{ro} = Q_{rr} + Q_{or}$ と $Q_o = Q_b + Q_{or} = Q_{or} + Q_{rr}$ が成り立ち、 $Q_r = Q_o$ とすると、式(6.1)は、

$$r_r = Q_{or} / Q_o, \quad r_o = Q_{rr} / Q_r \quad (6.2)$$

流速が鉛直方向に一樣とすると、 r_r および r_o は染料水の拡がり面積から以下のように求められる。

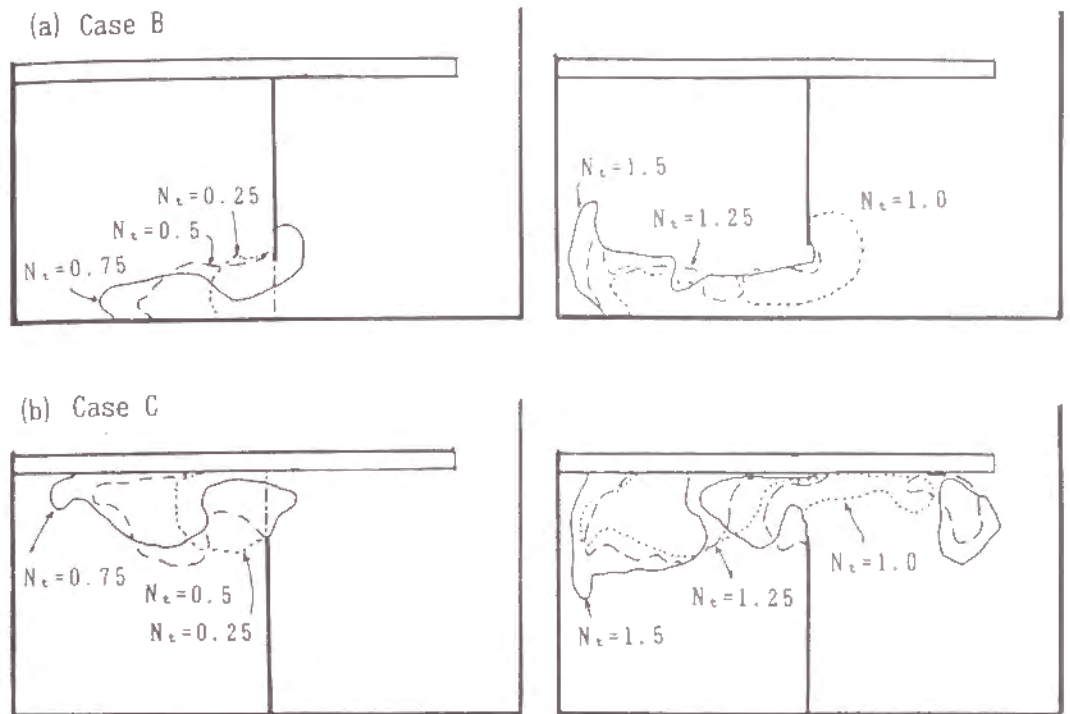


図-6.11 染料水塊の拡がり(実験II)

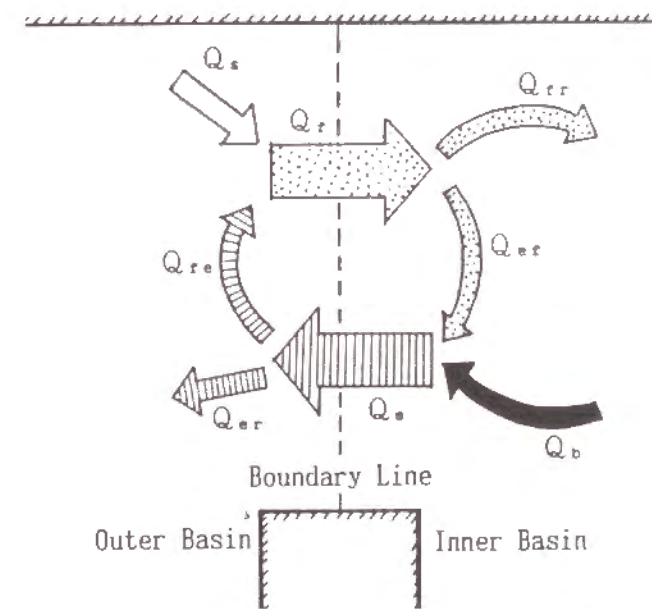


図-6.12 海峡部における海水交換過程の模式図

満潮時を原点とした1周期内において

$$r_f = \frac{1 \text{ 周期後に湾外に残存している湾内起源水面積}}{\text{湾外に湾内起源水が最も多く存在する時の湾内起源水面積}} \quad (6.3)$$

干潮時を原点とした1周期内において

$$r_e = \frac{1 \text{ 周期後に湾内に残存している湾外起源水面積}}{\text{湾内に湾外起源水が最も多く存在する時の湾外起源水面積}} \quad (6.4)$$

この算定法では、拡散による濃度の希釈について考慮していないため厳密性に欠けるが、始めの1周期間での水塊の挙動を対象として評価を行なう。算定結果を表-6.1に示す。表中、 ≈ 1.0 は、拡散による濃度の希釈により水塊の量が過大評価されたもので正確ではないが、1に近い数値を表わしていると考えてよい。これより、湾口における交換特性について考察すると以下のようである。

r_e は各ケースとも ≈ 1.0 であることより、湾内に入った水塊の殆どが一旦湾内に留まり、始めから湾内にあった水塊とそっくり入れ換わることを表している。 r_f についてみると、ケースBおよびCでは0.7~0.8とほぼ同程度であるが、Aではこの半分近くの値になっている。これは、前述した湾外に生じる剥離による渦流 R_0 の特性に起因している。すなわち、渦流内にtrapされた水塊はその崩壊により湾口周辺の潮流と混合希釈するため、渦流の開鎖度が最も低いAでは、湾内に初めて流入する水塊の割合が小さくなって r_e が小さく評価される結果となったものと考えられる。以上のことより、渦流が強いほどtrapされる水塊の割合が大きくなって、交換が良くなることが分かる。

次に、ケースBおよびCにおける海峡部の結果について比較検討すると以下のようである。 r_e についてみると、BはCに比べると極端に小さい。 r_e の値は、Bでは開鎖度の極めて低いスケールの小さな渦流 R_{B2} 、Cではこれに比べて開鎖度の極めて高い環流 R_{C1} により決定される。 R_{C1} における水塊の移動は前述したような特性を持つため、 r_e は大きくなる。これに対して、 R_{B2} の特性は R_0 ときわめてよく似ている。すなわち、開鎖度が低いために水塊を短い時間しかtrapできず、しかも場所を移動しないために渦流が消滅すると、強い上げ潮流により左湾に大半が戻るために r_e は小さくなる。 r_e についてみると、Cがほぼ1に近い値で、Bは若干小さくなっている。BおよびCについて r_e を規定する環流 R_{B3} および R_{C2} は、流向が異なるだけでスケールはあまり変わらないが、Cの方が剥離渦流による水塊のtrapが大きいため r_e の値は大きくなる。

表-6.1 海水交換係数(実験結果)

実験ケース		r_e	r_f
A	湾口部	0.42	≈ 1.0
B	湾口部	0.73	≈ 1.0
	海峡部	0.10	0.85
C	湾口部	0.75	≈ 1.0
	海峡部	0.86	≈ 1.0

4.3 拡散係数

前項では、ある境界断面を設定し、この断面周辺の交換係数を評価することにより、湾単位の交換特性を検討した。ここでは、湾内での局所的な水塊の移動について検討する。

干潮時に染料水塊を点源注入した場合の拡がりの様子を図-6.13に示している。同図には、注入地点番号およびその地点での拡散係数(単位は cm^2/s)の値を併示している。拡散係数 K の値は、経過潮汐周期数 $N_t=0\sim 0.25$ における染料の拡がり面積 A_t から、 $A_t \approx 4\pi Kt$ と近似して算定した¹⁵⁾のものであって、移流および拡散を含む“みかけの拡散係数”である。

ケースAについての拡がりの特徴を要約すると以下のようである。湾内に恒常的に存在する楕円形の環流は、前述したように、極めてスケールが大きく閉鎖性が高い。また、細長いドーナツ型の帯状の主流域をもち、その内側に流れが停滞する水域がある。主流域に属する①③④⑤の地点に注入された水塊は主流方向に伸びながら移動し、環流の中心方向へは殆ど拡がらない。 $N_t=0.75\sim 1.0$ になると、③⑤に見られるように、形状があまり変化せず移流による輸送が強いことが分かる。一方、②⑥の水塊は、上げ潮流時の $N_t=0.25\sim 0.5$ では拡がりが小さいが、下げ潮流になると染料水の両端がそれぞれ主流に引きずられて細長い形状となっている。しかし、その中心は投入地点から殆ど移動しておらず、 $N_t=1.0$ までのタイムスケールでは、環流の主流域と停滞域の混合は顕著ではない。拡散係数の値を比較すると、強い潮流が生じる③はかなり大きな値を示し、環流の中心にいくにつれて値が小さくなる傾向が見られる。

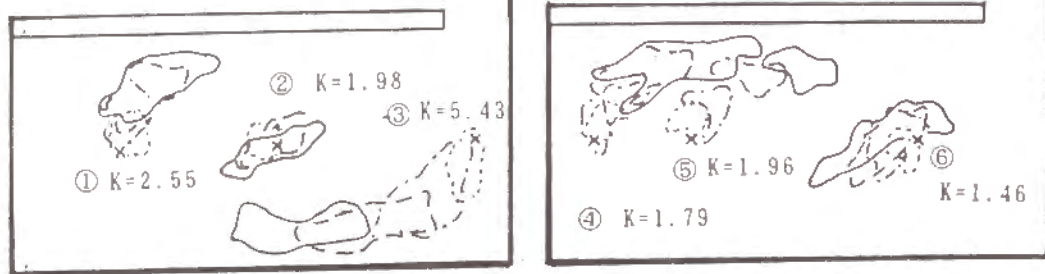
ケースBおよびCについては以下のようである。左湾を見ると、いずれのケースでも海峡付近以外では拡がりは極めて小さく、目立った移動は見られない。右湾では左湾に比べて環流速が大きく、流況も位相により変動するため、ケースにより異なる。右湾の中心地点であるBの④、Cの④を比較すると次のようである。Bでは $N_t=0.25$ で強い上げ潮流に影響されて引き伸ばされ、下端は環流の外周に沿って移動し、上端は $N_t=1.0$ になると湾外に出ていく。これに対してCでは、同様にして染料は引き伸ばされるが、環流の外周に沿って回転するだけで湾外へは出て行かない。また、環流の外縁に染料を投下した場合、Bの⑥では $N_t=1.0$ には湾外に流出し、⑦に投下された水塊はこのとき⑥の地点に到達している。Cの⑥⑦も同様な挙動を示す。

ケースBでの拡散係数について見ると、左湾では中心より左側が小さい値をとり、海峡に近いほど大きくなる。右湾では中心が最も小さく、環流の外周では約20%ほど大きくなっている。ケースCの左湾では中心が最も大きい、ケースBのものよりは小さい。右湾では外周が中心の2倍に近い値をとっている。

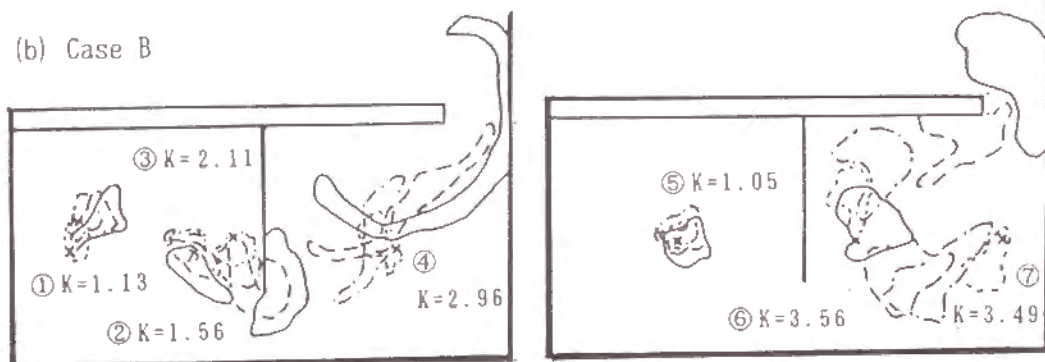
環流 R_1 の中心域の拡散係数を比較すると、Aが最も小さく、BはCより大きな値をとる。これは開鎖度の高い環流ほど中心域の拡散係数の値が小さく、水塊の混合が悪いことを示している。

以上のことから、1周期内のタイムスケールでは、開鎖度の高い環流ほど環流外の水域との混合が悪く、中心域と外周域の混合も悪くなることが分かる。

(a) Case A



(b) Case B



(c) Case C

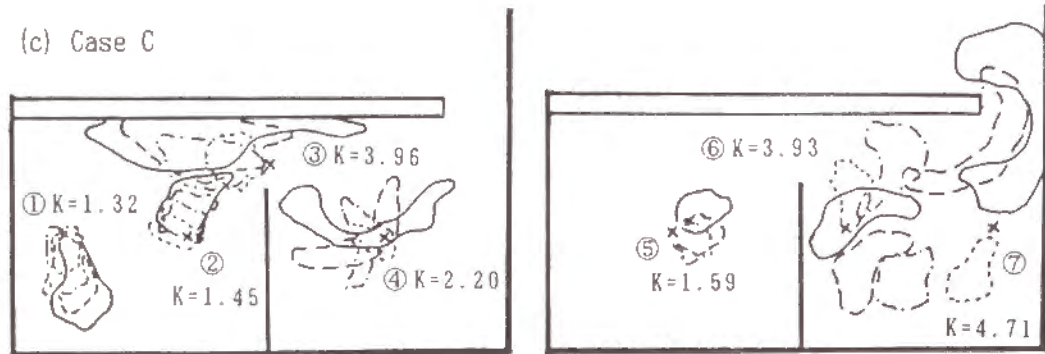


図-6.13 点源注入した染料水塊の拡がり

4.4 平均滞留時間

ここでは、湾全域の平均滞留時間およびケースB、Cにおける左湾の平均滞留時間を算定し、湾口部および海峡部の交換係数による評価結果との整合性について検討する。

実験で得られた浮子の残余数と経過潮汐周期数 N_t の関係より、残余関数を次式で近似し、

$$r(N_t) = \exp(-aN_t^b) \quad (6.5)$$

最小自乗法により係数 a と b の値を求めて平均滞留時間を算定した。各ケースについて干潮時に湾内全域に浮子を投下した場合の浮子残余率の時間的变化を図-6.14に、算定された平均滞留時間の値を表-6.2に示している。なお、同表には、ケースBおよびCについて左湾全域に浮子を投下した実験により得られた左湾水の平均滞留時間も併示されている。湾全域の平均滞留時間は、C、A、Bの順に長くなり、湾内をケースCのように仕切ると、仕切らない場合よりも湾全域としての交換が良くなることが注目される。左湾水だけの平均滞留時間を比較すると、ケースBよりもCの方がかなり小さくなっており、境界を挟んで存在する一対の環流によるSの字構造のスケールが大きいほど、交換性の良いことが理解される。

表-6.2 平均滞留時間 (実験結果)

実験ケース	湾全域	左湾
A	82.0	----
B	86.0	64.1
C	34.9	23.4

(単位: 潮汐周期)

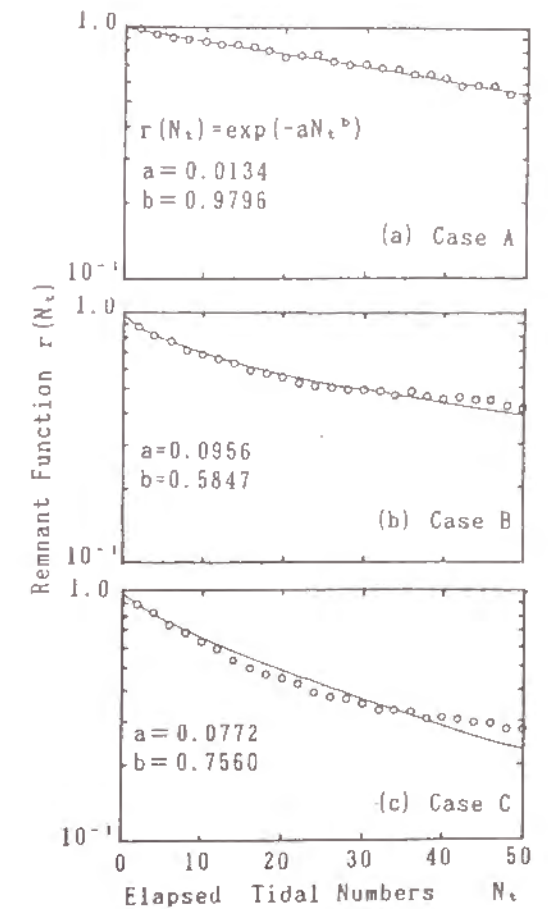


図-6.14 トレーサー個数より求めた残余関数

5.1 シミュレーションの概要

第3章で詳述した潮流計算スキームを用いて本実験ケースでの潮流を計算し、オイラー・ラグランジュ法により、海水交換をシミュレートする。なお、計算はケースAおよびBを対象とし、計算に用いるパラメータの諸元を下のよう設定した。

$$\Delta x = \Delta y = 7.5 \text{ cm}, \quad \Delta t = 0.04 \text{ sec}, \quad T = 60 \text{ sec}, \quad f = 0, \quad h = 10.0 \text{ cm}$$

$$C = h^{1/6} / n, \quad n = 0.01, \quad A_n = 0.05 \text{ cm}^2/\text{s}$$

開境界に与える強制水位は正弦波とし、その振幅は湾口部の潮差が実験値と一致するように与えた。初期条件は $\zeta = U = V = 0$ とした。

計算された潮汐残差流ベクトルを図-6.15 に示す。図-6.7 に示した実験結果との比較より、潮流は比較的良好に再現されているといえる。

こうして得られた潮流計算の結果を用いて、水面に配置した多数の仮想粒子の追跡を行う。計算の概要は以下のようである。初期に配置される粒子は1格子内に16個で、湾内には約12000個の粒子が配置される。なお、粒子を配置する時刻（位相）は任意に設定できるが、本計算では交換係数の算定を行うため、実験と同様、湾外に配置する場合は湾口の潮流が干潮時、湾内に配置する場合には満潮時とした。仮想粒子の追跡方法としては、第3章に示した Predictor-Corrector法¹⁶⁾を用いた。

5.2 計算結果および検討

仮想粒子の追跡計算結果の一例を図-6.16 および図-6.17 に示している。図中、 N_t は粒子を配置してから経過潮汐周期数を表わす。

ケースAで湾内に仮想粒子を配置した場合、 $N_t = 0.5$ から 0.75 にかけて湾外の渦流に粒子が trap されている様子がわかる。 $N_t = 1.0$ から 2.0 では、これと同様の現象と1周期目に湾外に取り残された右側側壁の粒子が、渦流により誘起されて生じる開境界へ向かう流れにより運ばれていく様子が計算されている。

一方、湾外に仮想粒子を配置した場合、湾口で生じた渦流が粒子を trap して移動する様子が計算されている。また、 $N_t = 1.0$ から 2.0 の結果より、渦流が湾奥に到達した後、左へ移動し始めると、渦流内の粒子がはじめは密であったのが時間の経過とともに疎になることより、渦流が衰退していくことがわかる。

ケースBで湾内に仮想粒子を配置した場合、右湾左上の粒子が停滞するために湾外に出ていく粒子数が過小になり、 $N_t = 1.0$ 以降では実験結果との適合性が十分でない。 $N_t = 1.0$ における粒子の拡がりの外縁形状はケースAの結果より大きくなっており、湾外の剥離渦流が強いほど、多くの粒子が trap されることを示した結果になっている。

また、湾外に仮想粒子を配置した場合には、はじめのうちは大半の粒子が剥離渦流に trap されているがその影響力は弱く、環流により分散している。

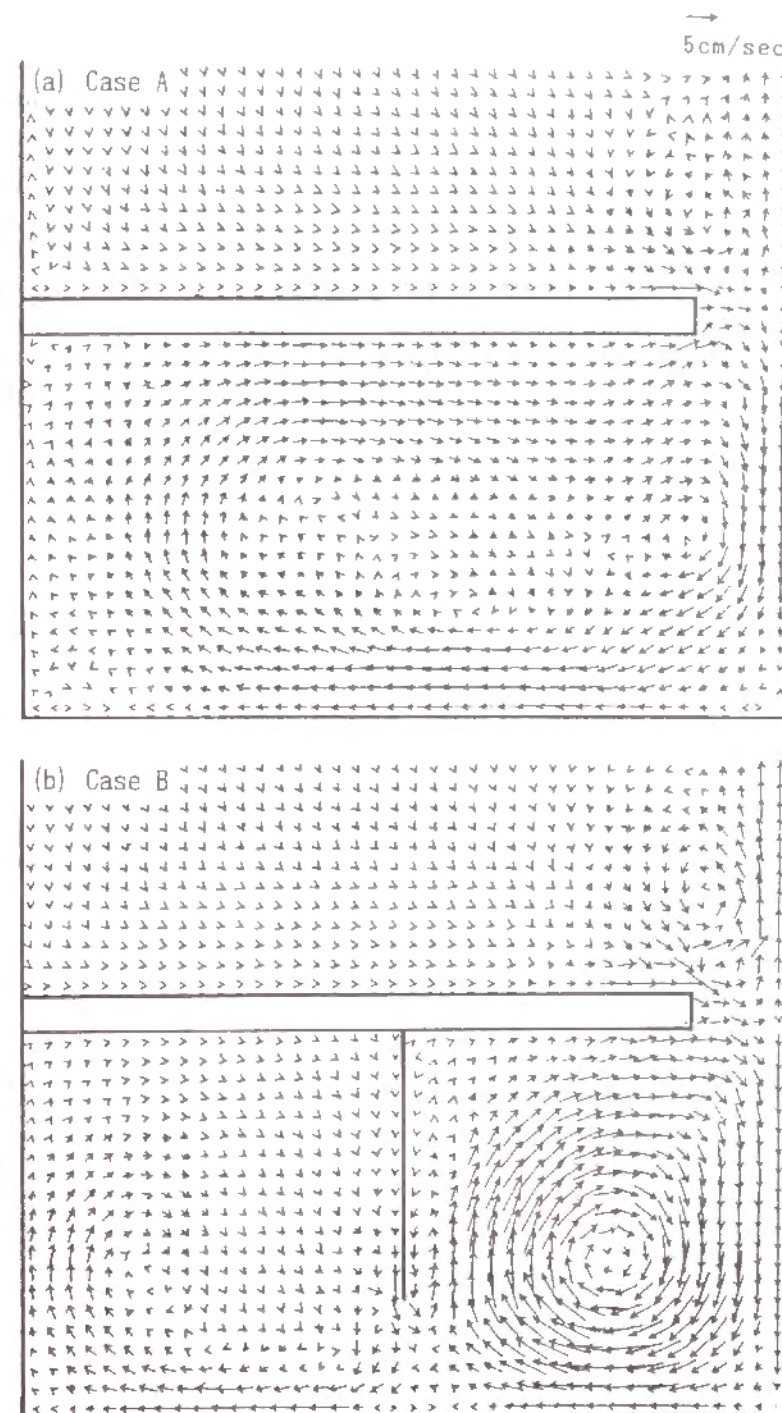


図-6.15 潮汐残差流ベクトル（計算結果）



図-6.16 仮想粒子の分布パターンの時間的变化 (ケースA)

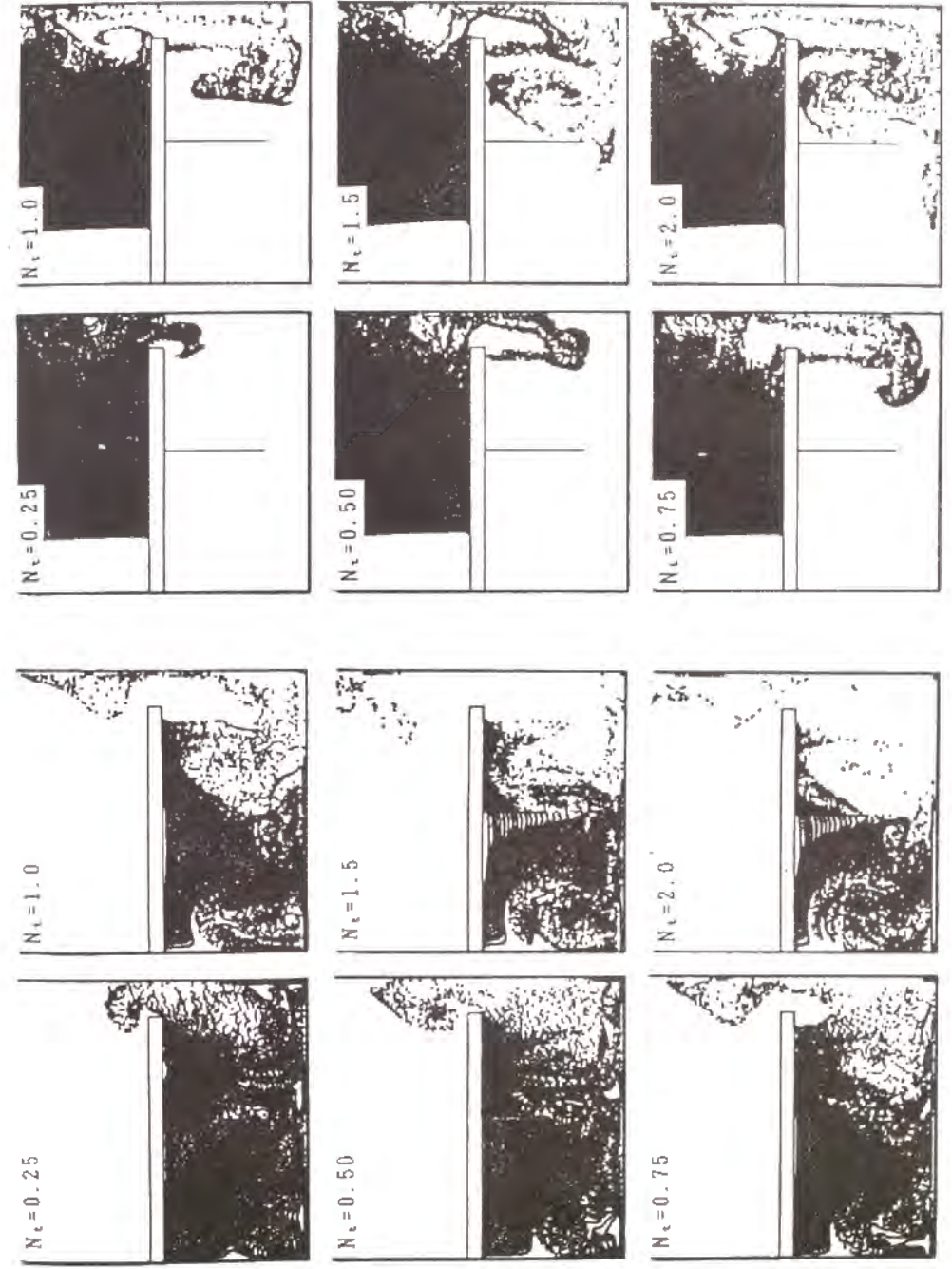


図-6.17 仮想粒子の分布パターンの時間的变化 (ケースB)

表-6.3 海水交換係数 (実験および数値計算)

対象ケース	r_r		r_e	
	実験	数値計算	実験	数値計算
A	0.42	0.54	≈ 1.0	0.89
B	0.73	0.70	≈ 1.0	0.93

次に、式(6.3)、(6.4)に基づき、湾口部における交換係数の算定を行なった。初期における粒子の配置密度は十分高いので、はじめの1周期内の粒子の拡がり面積は、粒子数によって評価できるものとした。算定された交換係数の値を実験結果と比較したのが表-6.3である。これによると、 r_e は計算結果ではケースBの方がケースAより若干大きくなっているが、両ケースとも1に近い値である。一方、 r_r の計算結果は、Aでは実験結果より約30%弱大きくなっている。これに対してBでは実験結果とほぼ同じである。

以上に示したような仮想粒子をラグランジュ的に追跡して海水交換を検討する方法は、その機構を理解し、現象を定量評価する上で非常に有効である。本計算結果は、実験結果をほぼ定量的に検証しているといえる。

第6節 結 語

本章では、潮汐残差環流および生成・消滅を繰り返す渦流による海峡部での海水交換の機構を明らかにするために、底が平坦な長方形湾を対象として、実験および数値計算による検討を行ったものである。得られた成果を要約すると以下のようである。

1) 隣接する潮汐残差環流あるいは渦流間の水塊の交換は、これらからなる8の字型の経路に沿って生じる。その交換特性は、これを構成する潮汐残差環流や渦流の閉鎖度により決まる。すなわち、流線が開いている時間が長く流速の大きい環流ほど閉鎖度が高く、より多くの物質をtrapする性質を持つ。ケースAのように、湾内にスケールの大きな閉鎖度の高い環流が形成される場合、湾内には多くの湾外水がtrapされ、下げ潮流になってもその大半は湾内に留まって混合希釈される。一方、湾外には閉鎖度の低い渦流が形成されるが、生成・消滅を繰り返すために湾内水の多くはtrapされず、上げ潮流により混合希釈されながら湾内に戻る。そのため、湾口部での流入係数の値は流出係数のそれに比べて小さくなっている。

2) 閉鎖度が高くスケールの大きい環流や渦流ほどその外周部と中心部の混合が悪い。すなわち、流れの剥離による渦流内での水塊の混合希釈は活発であるが、スケールが大きく閉鎖度の高い環流内では、外周の流速が中心部のそれより極端に大きくなるために中心付近の水塊は停滞し、殆ど移動しない。

3) 湾内を仕切ることによって、2つの環流からなる8の字構造の交換が生じ、これにより湾内水と外海水との交換を促進することが可能となる場合もあり得ることが示唆された。

4) 仮想粒子の追跡計算の結果、粒子の拡がり面積は染料を用いた実験の結果にほぼ合致した。また、交換係数の計算結果は、実験結果から指摘された湾外の渦流の特性を追認したものになった。すなわち渦流の閉鎖度が低いほど交換係数は小さくなる。

参 考 文 献

- 1) Parker, D.S., D.P. Norris and A.W. Nelson: Tidal Exchange at Golden Gate, Proc. ASCE, Vol. 98, SA2, pp. 305-323, 1972.
- 2) 中田英昭・平野敏行: 瀬戸水域における海水交流・交換について, 水産海洋研究会報, 29巻, pp. 7-14, 1976.
- 3) 大西外明・田中總太郎・西村司: Landsatリモートセンシングを導入した海峡部海水交換現象の研究, 土木学会論文報告集, 第298号, pp. 63-73, 1980.
- 4) 清水浩輔・河村雅彦: 明石海峡を通じたの海水交換, 海と空, 第57巻, pp. 41-56, 1981.
- 5) 大西行雄・國司秀明・吉松康公・秋松和典: 内湾の物質分散過程における潮流と恒流の相乗効果, 京都大学防災研究所年報, 第23号B-2, pp. 319-332, 1980.
- 6) 樋口明生・黒田芳史・柳哲雄・北川吉男: 潮汐残差環流間の物質分散, 京都大学防災研究所年報, 第23号B-2, pp. 339-349, 1980.
- 7) Awaji, T., N. Imasato and H. Kunishi: Tidal Exchange Through A Strait - A Numerical Experiment Using A Simple Model Basin, Jour. Phys. Oceanogr., Vol. 10, pp. 1499-1508, 1980.
- 8) 今里哲久・淡路敏之: 明石・鳴門海峡を通しての海水交換の数値実験, 沿岸海洋研究ノート, 第20巻, 第1号, pp. 19-32, 1982.
- 9) Mazda, Y.: Water Exchange and Material Exchange Through a Strait due to Tidal Flow, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 40, pp. 19-28, 1984.
- 10) Kashiwai, M.: Tidal Residual Circulation Produced by a Tidal Vortex, Part 1. Life History of a Tidal Vortex, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 40, pp. 279-294, 1984.
- 11) Kashiwai, M.: Tidal Residual Circulation Produced by a Tidal Vortex, Part 2. Vorticity Balance and Kinematic Energy, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 40, pp. 437-444, 1984.
- 12) Kashiwai, M.: A Hydraulic Experiment on Tidal Exchange, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 41, pp. 11-24, 1985.

- 13) 今本博健・大年邦雄：閉鎖性海域の海水交換に関する研究，京都大学防災研究所年報，第34号 B-2，pp.401-419，1991.
- 14) Geyer, W.R. and R. Signell: Measurements and Modeling of the Spatial Structure of Nonlinear Tidal Flow around a Headland, B.B. Parker (Ed.) Tidal Hydrodynamics, Chapter 20, John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- 15) 平野敏行・杉浦健三：河川流入のある小内湾の塩分濃度分布について，東海区水産研報告書，第22号，1963.
- 16) Gordon, J.O. and M. Sydor: Plume Development Using Lagrangian Marker Method, Proc. ASCE, Vol.107, WW3, pp.131-140, 1981.

第7章 大阪湾の潮流特性に関する研究

第1節 概説

1.1 研究の目的

瀬戸内海の東端に位置する大阪湾は、背後に大阪や神戸を始めとする商工業地帯を抱え、古来より海上交通の要衝として重要な役割を果たしている。現在も関西国際空港や明石海峡大橋等が建設中であり、さらに、大阪湾長期構想懇談会が長期的・総合的な視点から、期待される大阪湾の将来像とそれを創り出すための各種プロジェクトを提言¹⁾している。すなわち、現在建設中あるいは将来の開発構想として計画されている埋め立て等のプロジェクトを示すと図-7.1 のようであって、大阪湾が果たす役割は今後とも益々大きくなりつつある。

一方、大阪湾は我が国を代表する閉鎖性内湾のひとつに挙げられており²⁾、そのことが将来の開発構想に付随する重要課題であることは間違いない。大阪湾で最も卓越している流動は潮流であるが、河川水の流入に起因する密度流および主として季節風に起因する吹送流も発生し、これらが複合して大阪湾の流動構造が決定されている。大阪湾内水の流動構造とくに潮流については、従来より現地観測³⁾、水理模型実験⁴⁾⁻⁶⁾ および数値計算⁷⁾⁻⁹⁾ による検討がなされてきており、その基本的な水理特性はかなりの部分が明らかにされつつある。例えば、海上保安庁水路部の観測結果に基づく大阪湾潮流の特性として、表-7.1 に要約される特性が明らかにされている。しかし、現地測流における種々の制約や困難さ、水理模型実験における縮尺効果および数値計算における計算結果の検証など、明確でない要素も多く、全てが定量的に解明されたとは言えない。

本研究では、恒常的に作用する潮流に着目し、湾内全域の流動構造および湾口（明石海峡、友ヶ島水道）を通じての海水交換の構造を、水理模型実験および数値計算の手法を用いて検討する。実験においては歪みの異なる3種の大阪湾模型を用い、同一条件を対象とした実験結果に現れる模型歪みの影響を検討する。また、数値計算においては、計算結果を現地観測結果および水理模型実験結果と比較して計算結果の検証を行うとともに、実験的な検討が困難な問題についての検討を加えている。

1.2 大阪湾の概要

大阪湾の潮流は海底地形とも密接に関係しているので、その概要を簡単に示しておく。図-7.2 は大阪湾の海底地形であり、沿岸の検潮所も併示している。平均水深は28m であるが、東半分は水深が20m 以下の浅水海域である。淡路島仮屋の東沖10kmの海域は沖ノ瀬と呼ばれており、後述するように、大阪湾潮流を特性づける海域である。明石海峡の地形を海岸線で見ると、東には約180°、西には約90°の開口角であって、この地形の差異が海峡両側海域の潮流を特性づけている。

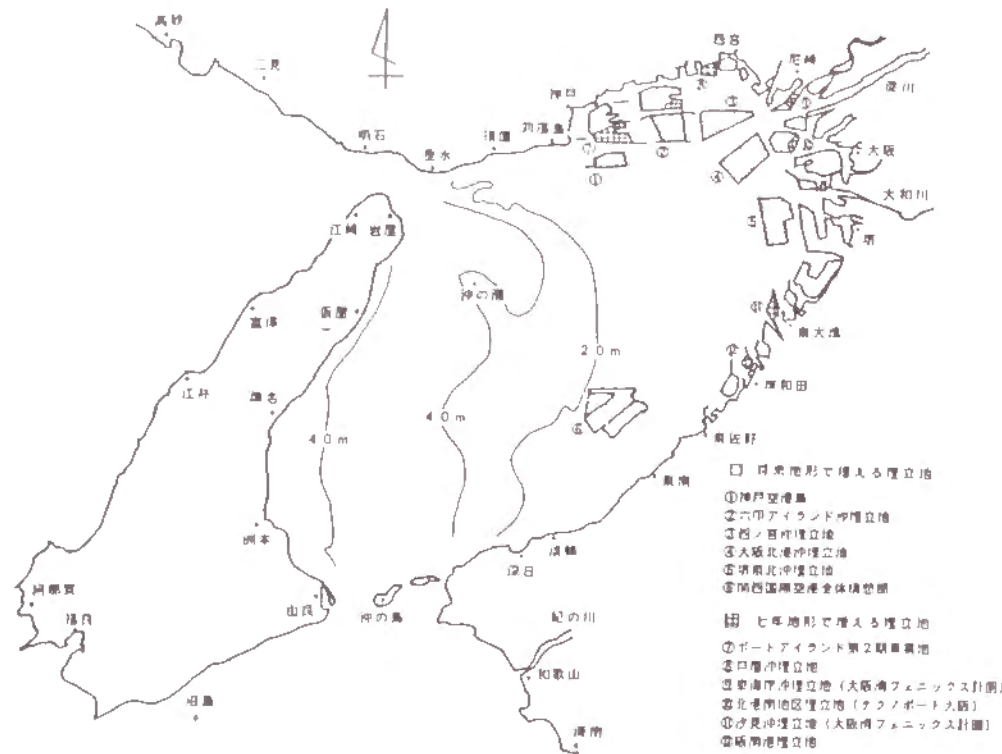


図-7.1 大阪湾の埋め立て構想

表-7.1 大阪湾の潮流特性のまとめ¹⁾

海域名	潮流の特徴
大阪湾	1) 大阪湾全体の潮流は一般にあまり強くない。 2) 友ヶ島から明石海峡東口に至る一線付近では、明石海峡の西流時にはほぼ北方へ流れ、東流時にはほぼ南南西方へ流れ、流向は一定である。流速は1ノット程度。 3) 神戸港から南へ引いた線の東側では、流速は弱く流向は日によって変わる。 4) 沖ノ瀬東方及び北東方1～3マイル付近では、常に南方向への流れがあり、明石海峡西流時には沖ノ瀬付近に環流が生じる。 5) 明石海峡西流初期から東流の初期にかけて、湾中央部の20m等深線付近に潮目ができる。
明石海峡	1) 西流はほぼ高潮時に、東流はほぼ低潮時に流速が最強になり、主流は海峡の中心線上で海峡幅の約1/3(約1.2km)である。 2) 最強流速は7.1ノット(最大大潮時)である。 3) 松帆崎の東側と西側で反流が見られる。
友ヶ島水道	1) 春秋の大潮期にはほとんど規則正しい南北流が在り、ほぼ6時間ずつ流れるが、夏冬の大潮期には1日中の午前と午後との流速に大きな不等がある。 2) 流速は、大潮平均で2.5ノット、最大で3.6ノットである。 3) 明石海峡よりちょうど1時間潮時は早い。

表-7.2 主要4分潮の潮汐調和定数

(海上保安庁：日本沿岸潮汐調和定数表、昭和58年12月)

港名	M2		S2		K1		O1		ポット	潮汐観測地点	調和分解		潮汐観測機関名
	H(cm)	K(°)	H(cm)	K(°)	H(cm)	K(°)	H(cm)	K(°)			A	B	
下瀬	45.56	185.04	21.80	208.05	24.24	191.43	18.20	170.98	3009	N34.07° E135.08°	2.5	S02.7-1Y	MA0A
海南	44.75	188.73	21.40	211.80	23.89	192.65	17.91	172.26	3010	N34.09° E135.12°	1.5	S42.1-1Y	GS05
和歌山	46.22	186.42	22.18	210.27	24.19	192.36	17.95	171.71	3011	N34.13° E135.09°	2.5	S29.1-1Y	MA28
沖ノ瀬	38.80	192.50	19.80	215.40	25.30	201.10	18.70	181.90	3012	N34.17° E135.01°	1.3	M42.7-1Y	HD00
桑日	33.10	207.10	18.00	228.20	24.50	199.70	18.30	184.00	2701	N34.19° E135.08°	1.2	S31.1-1M	----
淡輪	32.30	204.21	17.71	221.58	25.23	200.74	19.02	178.81	2702	N34.20° E135.11°	2.7	S46-10Y	MA29
岸和田	31.39	211.79	16.70	227.38	25.95	203.69	19.84	180.56	2703	N34.28° E135.22°	2.7	S47-1Y	2701
泉大津	30.36	213.62	17.31	226.36	25.89	203.09	19.15	180.92	2704	N34.30° E135.24°	1.8	S54.6-1Y	2703
堺	30.61	213.73	17.28	228.44	26.34	202.70	19.65	181.20	2705	N34.35° E135.28°	1.5	S40.1-1Y	2702
大阪	30.85	214.70	17.18	229.08	26.19	204.10	19.78	182.54	2706	N34.39° E135.26°	2.7	S43-8Y	MA30
尼崎	30.34	215.65	17.17	229.49	25.89	204.04	19.30	181.81	2806	N34.42° E135.24°	2.7	S48-5Y	2803
神戸	29.56	215.05	16.47	229.62	25.88	203.55	19.67	181.78	2807	N34.41° E135.12°	2.6	S40.7-1Y	MA31
洲崎	32.00	214.00	17.00	229.00	27.00	205.00	21.00	180.00	2508	N34.39° E135.10°	1.9	M35	----
明石	15.90	240.30	9.30	236.60	23.60	216.40	16.70	201.30	2809	N34.39° E135.00°	9.5	S30.7-1Y	KS01
二見	20.40	291.10	7.80	280.50	27.40	223.50	23.00	196.60	2815	N34.42° E134.54°	1.2	S34.8-1Y	----
新砂	27.37	314.29	7.67	306.48	27.85	225.89	20.36	200.52	2816	N34.44° E134.48°	2.5	S32.8-1Y	2801
姫路	31.05	315.82	8.68	313.36	28.22	226.02	20.84	202.32	2817	N34.47° E134.40°	2.5	S32.8-1Y	2802
西長	32.90	190.50	17.00	214.30	22.90	205.70	17.90	182.30	2803	N34.16° E134.57°	1.3	T02.9-1Y	HD0K
洲本	30.49	193.23	17.03	215.01	24.14	204.09	18.35	181.95	2804	N34.20° E134.55°	2.7	S46-10Y	MA32
坂屋	27.80	204.90	17.70	233.40	25.30	208.20	20.50	184.40	2805	N34.31° E135.00°	1.2	S30.5-1M	----
宮屋	11.00	220.00	11.00	237.00	24.00	218.00	21.00	196.00	2810	N34.36° E135.01°	1.2	30D	----
江崎	13.20	239.90	9.40	235.40	25.40	221.70	20.00	202.60	2811	N34.36° E134.59°	1.3	M43.6-2Y	HD0L
室津	22.00	335.00	8.00	286.00	26.00	228.00	23.00	206.00	2812	N34.32° E134.52°	1.2	T11.8-2M	----
江井	25.00	333.60	5.60	326.00	27.60	230.90	20.40	206.60	2813	N34.28° E134.49°	1.3	M42.4-2Y	HD0I
同那賀	32.40	340.60	7.80	351.50	29.10	231.40	21.70	204.10	2802	N34.16° E134.40°	1.3	T03.7-1Y	HD0X
福良	44.20	189.60	21.00	211.50	23.10	195.20	17.50	171.80	2801	N34.15° E134.42°	1.3	T03.2-1Y	HD0Y
家島	31.20	318.80	8.60	318.20	28.20	226.60	20.60	200.70	2814	N34.41° E134.32°	1.3	M42.4-2Y	HD0H
沼島													

※ 記号の説明

ポット・コード

27** 大阪府
28** 兵庫県
30** 和歌山県

「A」欄：調和分解機関名

1 海上保安庁水路部
2 気象庁
3 測地委員会
4 民間
9 不明

「B」欄：調和分解法

1 ダーウィン法(15日間)
2 ダーウィン法(1ヶ月間)
3 ダーウィン法(1年間)
4 T. I. 法(1ヶ月間)
5 T. I. 法(1年間)
6 宮崎法(1年間)
7 フーリエ解析法(1年間)
8 最小自乗法(1年間)
9 不明

潮汐観測機関名

HD** 海上保安庁水路部
MA** 気象庁
GS** 国土地理院
DP** 港湾建設局
GC** 測地委員会
KS** 建設省
NS** 農林水産省
BO** 防衛庁
HK** 北海道開発庁
OK** 沖縄開発庁

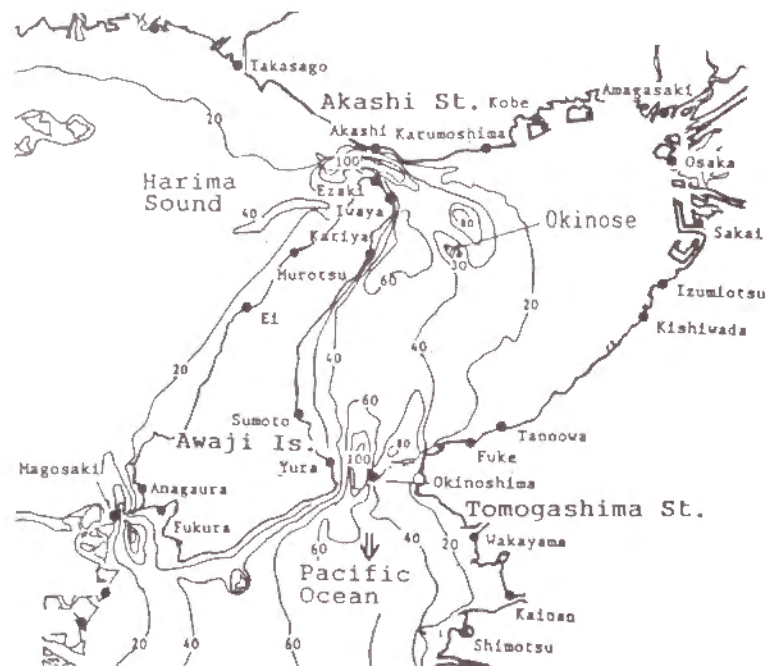


図-7.2 大阪湾の地形と検潮所所在地

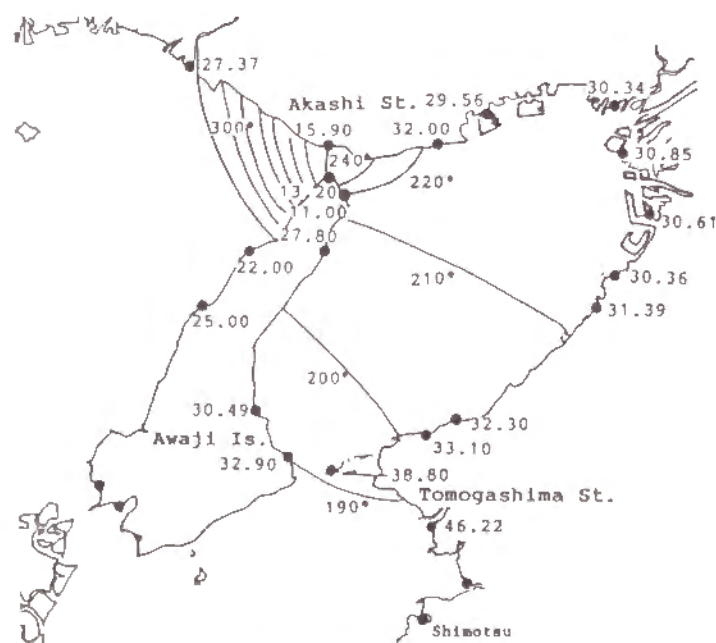


図-7.3 M_2 潮の振幅と位相差の分布

図-7.3 は、表-7.2 に示した潮汐調和定数表⁹⁾を基に、 M_2 潮の振幅(cm)と位相差を図示したものである。友ヶ島水道より流入した潮汐は明石海峡周辺海域で急激に変化しており、明石海峡が大きな『抵抗』となっていることが推察される。

第2節 実験装置および方法

2.1 水理模型

紀伊水道および播磨灘の一部を含む大阪湾海域を再現した縮尺の異なる3種のフルード歪み模型を用いた。各模型の概要は図-7.4 に示されているが、水平縮尺 x_r と鉛直縮尺 h_r は次のように採られている。

A模型: $x_r = 1/5000$, $h_r = 1/500$, 歪み 10

B模型: $x_r = 1/50000$, $h_r = 1/2000$, 歪み 25

C模型: $x_r = 1/500000$, $h_r = 1/500$, 歪み 100

A模型は外壁がコンクリートブロックで作成されており、海底はモルタル刷毛仕上げである。BおよびC模型は、等深線を形どったベニヤ板を階段状に重ねて石膏で滑らかに仕上っている。いずれの模型においても、水面積を出来るだけ広くするために、模型の播磨灘の部分に海底の平坦な水槽を連結させている。

大阪湾には友ヶ島水道および明石海峡からの潮汐が作用しているが、本模型では紀伊水道側にのみプランジャー型の起潮機を設置し、正弦波形の潮汐を与えている。 M_2 潮の周期12時間25分に対応する模型での周期は、A模型が200秒、B模型が40秒、C模型が20秒である。

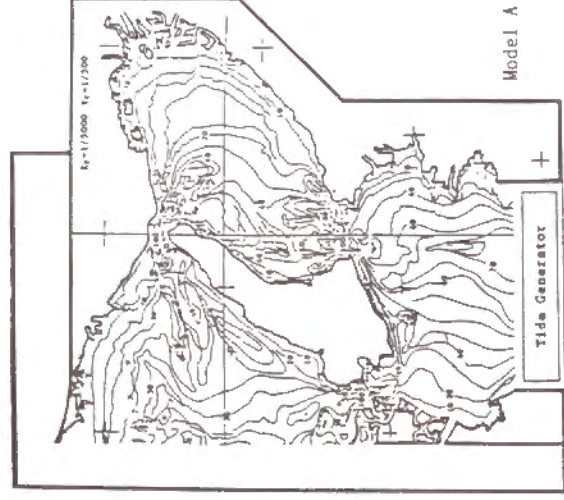
2.2 模型の調整

原型の検潮所に対応する場所での潮位変動をサーボ式水位計で計測し、模型に再現される潮差および位相差の調整を行った。調整結果を各模型について示すと図-7.5～図-7.7 のようである。図中現地観測結果を実線で、模型データを現地換算した値を点でプロットしている。

いずれの模型においても、潮差は大阪湾内では観測値にほぼ一致しているが、明石海峡以西では原型よりも大きな値を示している。位相差についても、明石海峡以西の一致具合は良くないが、大阪湾内に限定すれば観測値にほぼ一致している。明石海峡以西での潮差および位相差が原型と一致していないのは、播磨灘の潮汐を考慮していないこと、播磨灘海域の面積の不足、および海底粗度の不足等が考えられる。したがって、本模型は大阪湾内に対する検討には用いられるが、さらに広範囲を対象とした検討には用いられないことに留意しておく必要がある。

2.3 実験方法

実験は、1) 潮流速を計測して湾内全域における潮流場の時間的変化を計測する実験、2) 海峡部を通



Model A

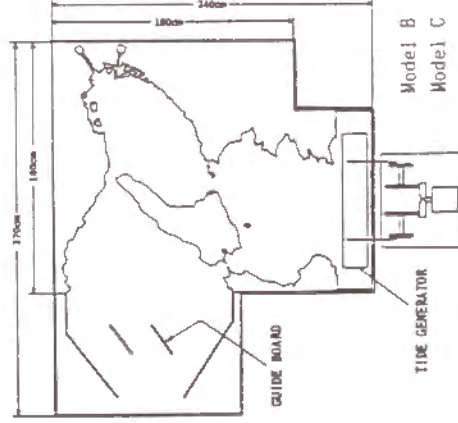


図-7.4 大阪湾水理模型の概要

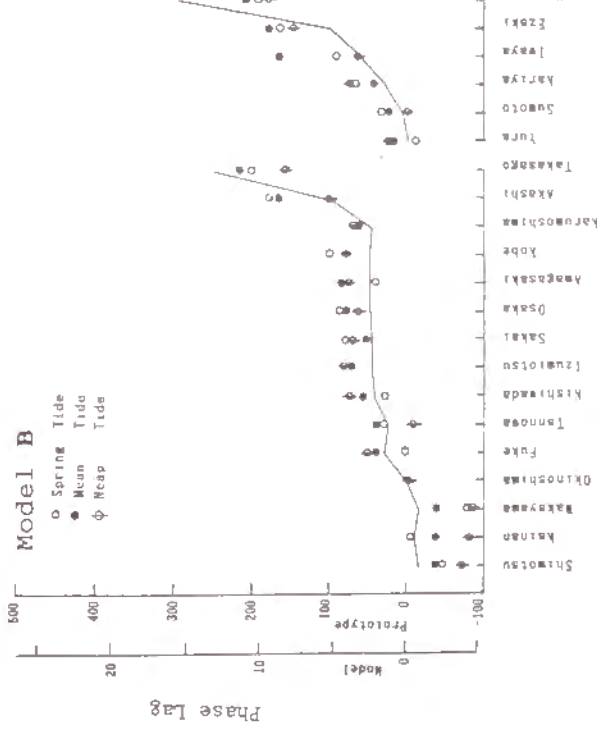
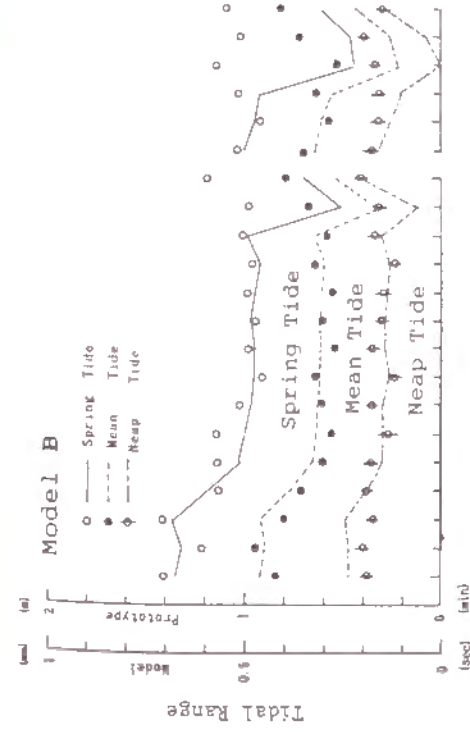


図-7.6 潮汐特性 (B模型)

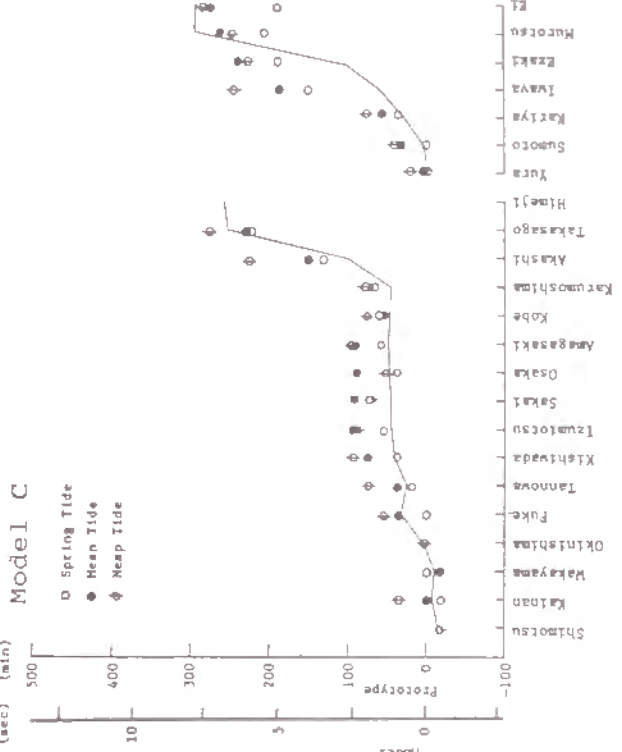
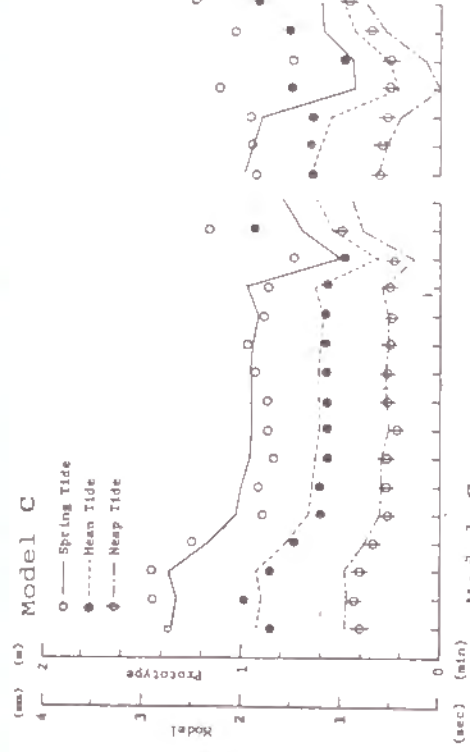


図-7.7 潮汐特性 (C模型)

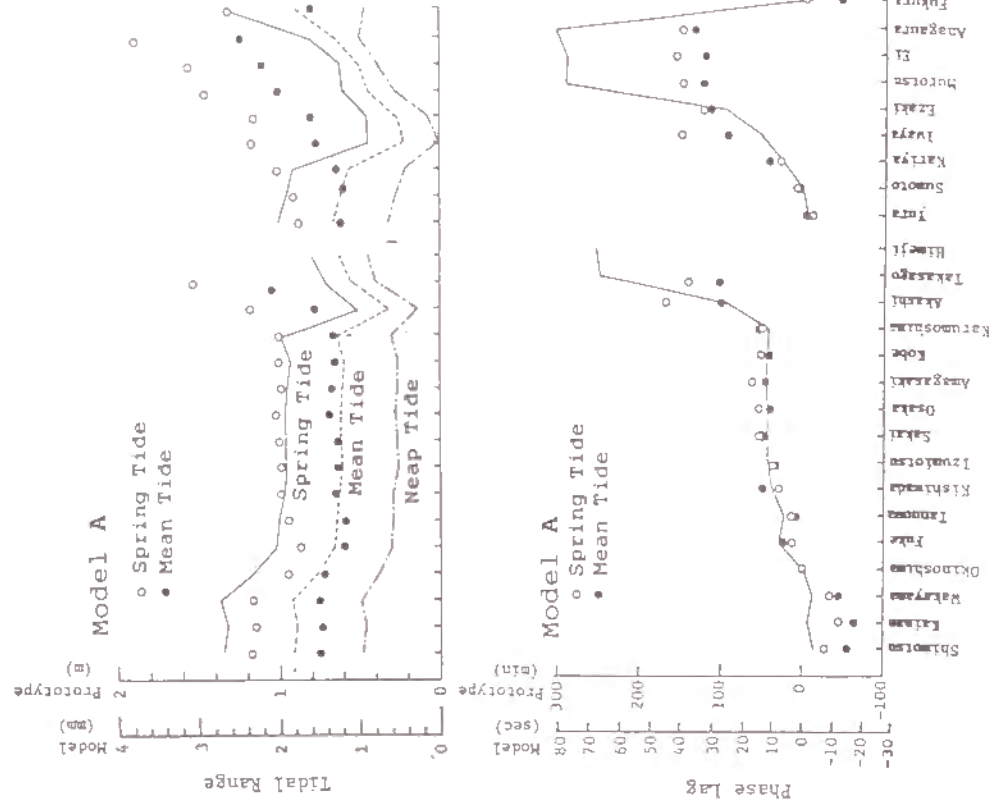


図-7.5 潮汐特性 (A模型)

過する水塊のその後の移動過程を計測する実験、3) 湾内水の平均滞留時間を推定する実験とに大別される。

潮流速の計測においては、図-7.8 に示した8つの潮時について、水面に散布した紙片の流動軌跡を数種の露光時間で写真撮影し、トレーサの移動距離を数値化して流速を算出している。得られた流速を格子点ベクトルに変換するとともに8つの潮時の平均としてオイラー的な潮汐残渣流を求めている。なお、トレーサの方向は、一定のタイミングでカメラを遮光することによって検知できるようにしている。全域を対象として湾内水の流動軌跡を計測する実験では、明石海峡が東流から西流に遷移する干潮憩流時を基準として、それから1周期間について計測している。

水塊の移動過程を調べる実験は次のように行なった。明石海峡および友ヶ島水道の各海峡部を通過して湾内に流入あるいは湾外へ流出する水塊を所定の半周期間ウラニンで着色し、染料水塊の拡がりを見ながら追跡した。また、各海峡の仮想境界から半周期間連続的に紙片を投入し、紙片群の拡がり範囲を追跡するとともに、所定の潮時において仮想境界両側の水域に存在する紙片個数を計測した。これらの実験より、後述する海水交換係数を求めた。

大阪湾内水の平均滞留時間を求める実験では、明石海峡の潮流が西流から東流に遷移する憩流時（満潮憩流時）に、湾全域に紙片を均一間隔で投入し、海峡部を通過する紙片の個数をその後の50周期間計測した。これより、湾内に残留する紙片個数の経時変化を求め平均滞留時間を推定した。

以上の実験を3種の模型について実施したが、同一の計測を数回行うことによって結果の再現性をチェックし、各計測の平均値を実験値とした。なお、実験条件としては、平均大潮および平均潮の各条件を対象としている。

第3節 全域の潮流特性に関する実験的検討

3.1 潮流の時間的変化

各模型での大潮および平均潮を対象として得られた流速ベクトルおよび流速の等値線を示したものが、図-7.9 ～図-7.14である。これらのうち、A模型の大潮に対する計測結果（図-7.9）を用いて1周期内における潮流の時間的変化について検討すると以下のようである。

干潮憩流時には、沖ノ瀬の海域に時計回りの大きな環流が存在している。これが従来から指摘されている沖ノ瀬環流である。その大きさは、中心より北側では約3km、南側には友ヶ島水道近くまでの約20kmに及んでいる。沖ノ瀬北方の南東流は2.0knot 程度の流速を持っている。また、須磨沖にもその反流として小さな反時計回りの環流が認められる。

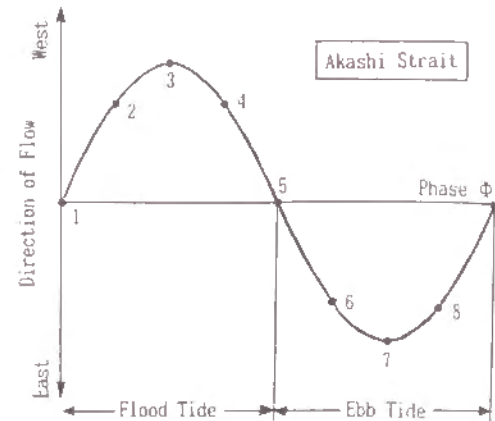


図-7.8 位相番号の定義（明石海峡基準）

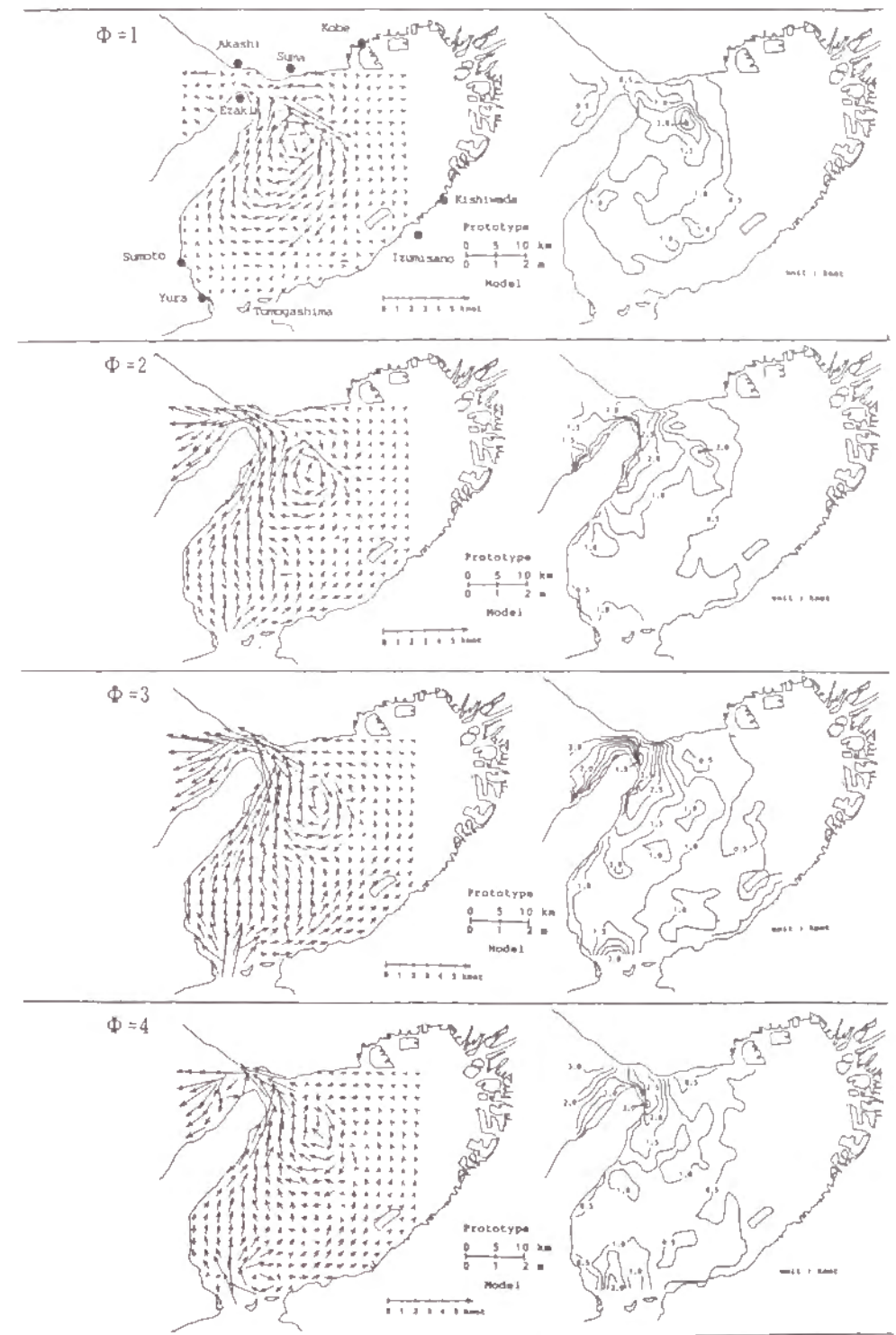


図-7.9(1) 流速ベクトルの時間的変化（A模型、大潮、上げ潮時）

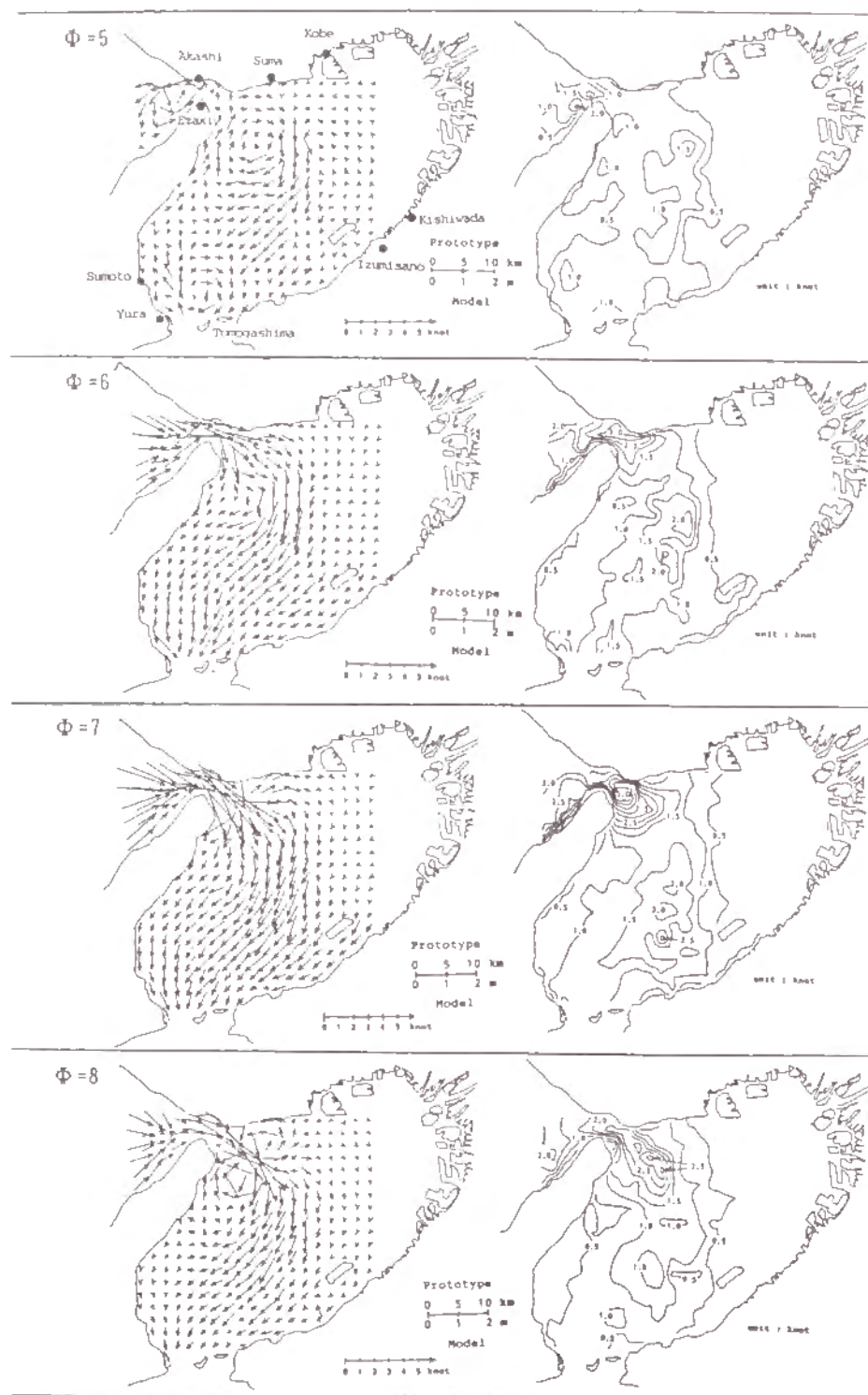


図-7.9(2) 流速ベクトルの時間的变化 (A模型、大潮、下げ潮時)

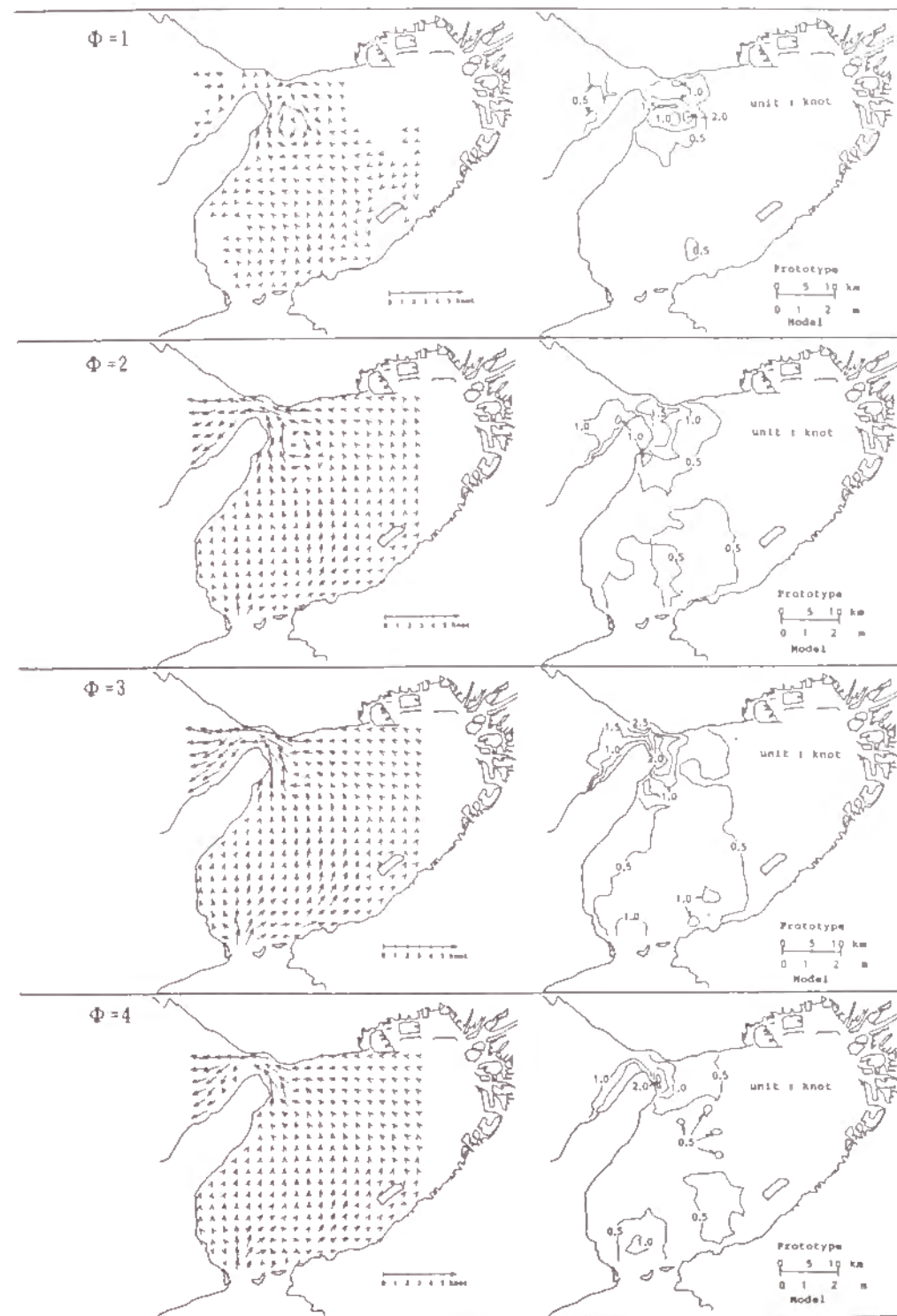


図-7.10(1) 流速ベクトルの時間的变化 (A模型、平均潮、上げ潮時)

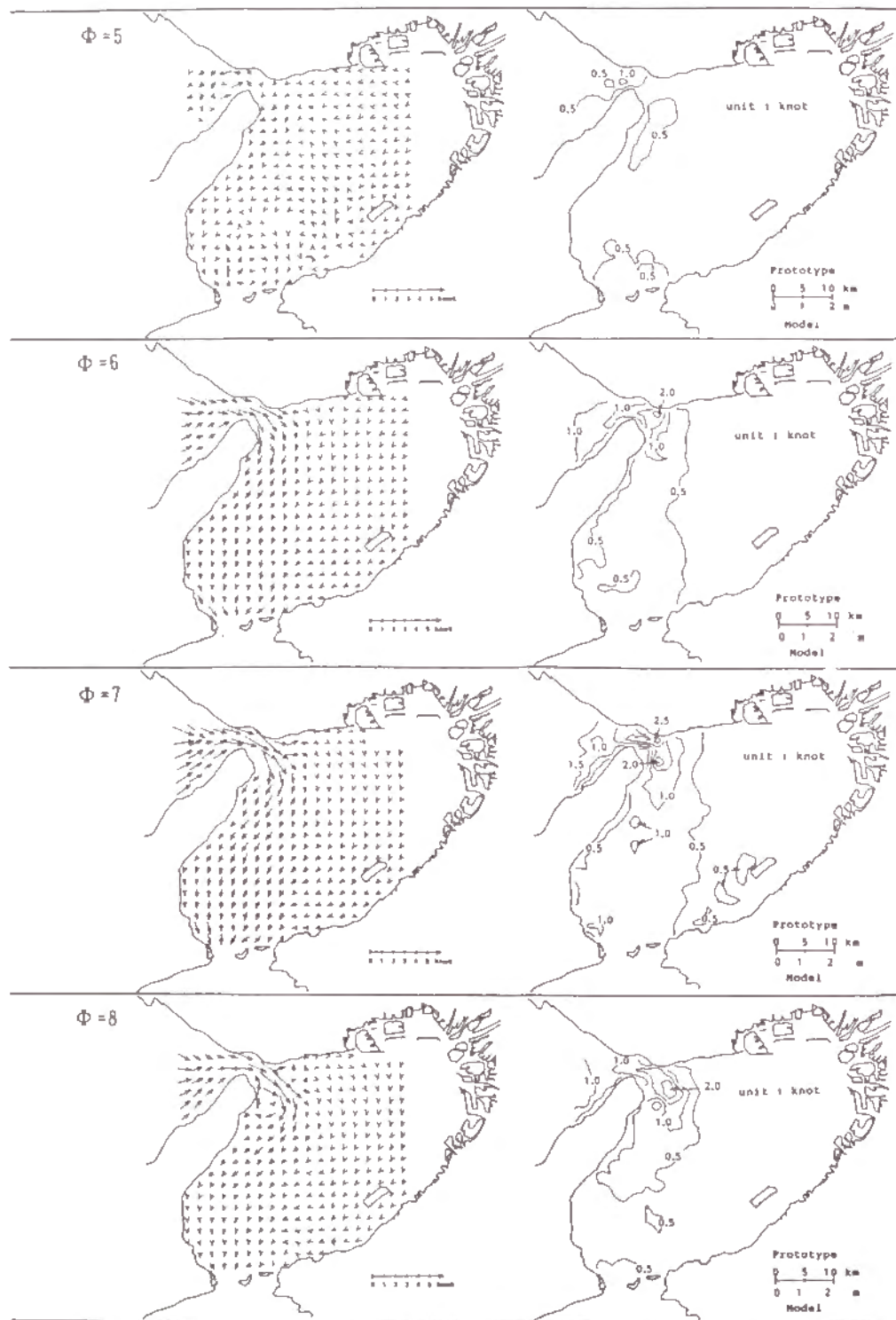


図-7.10(2) 流速ベクトルの時間的变化 (A 模型、平均潮、下げ潮時)

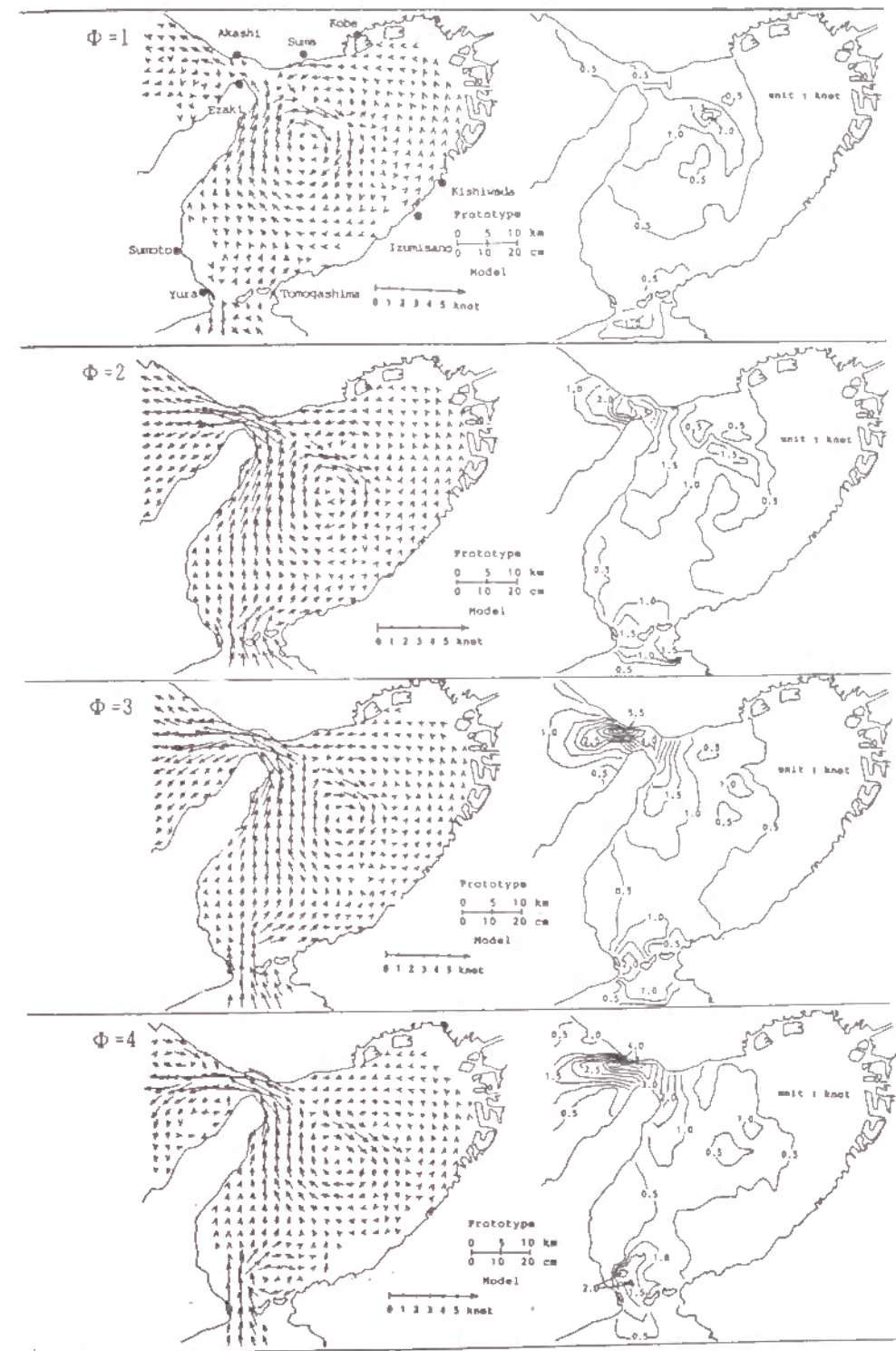


図-7.11(1) 流速ベクトルの時間的变化 (B 模型、大潮、上げ潮時)

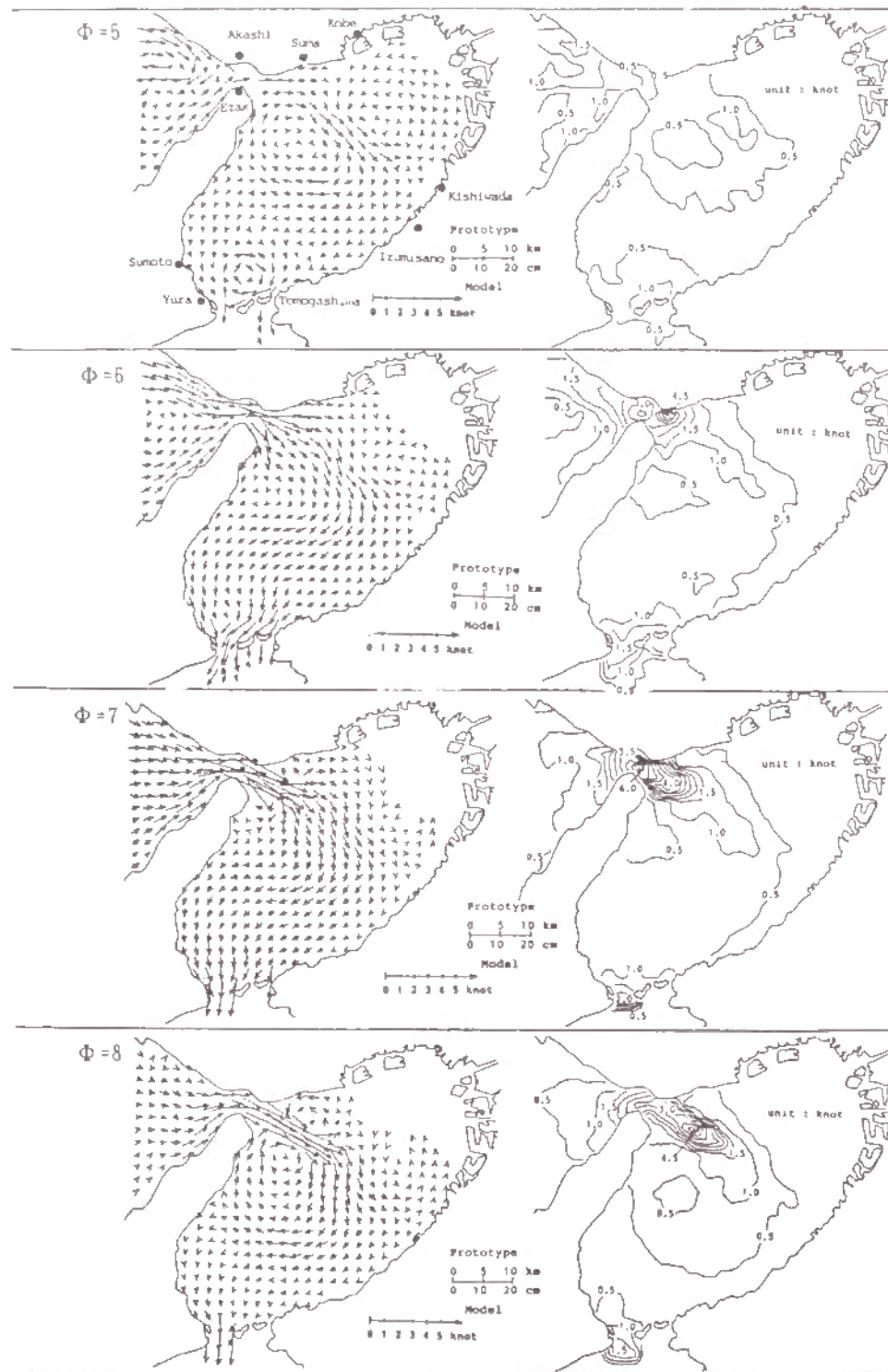


図-7.11(2) 流速ベクトルの時間的变化 (B模型、大潮、下げ潮時)

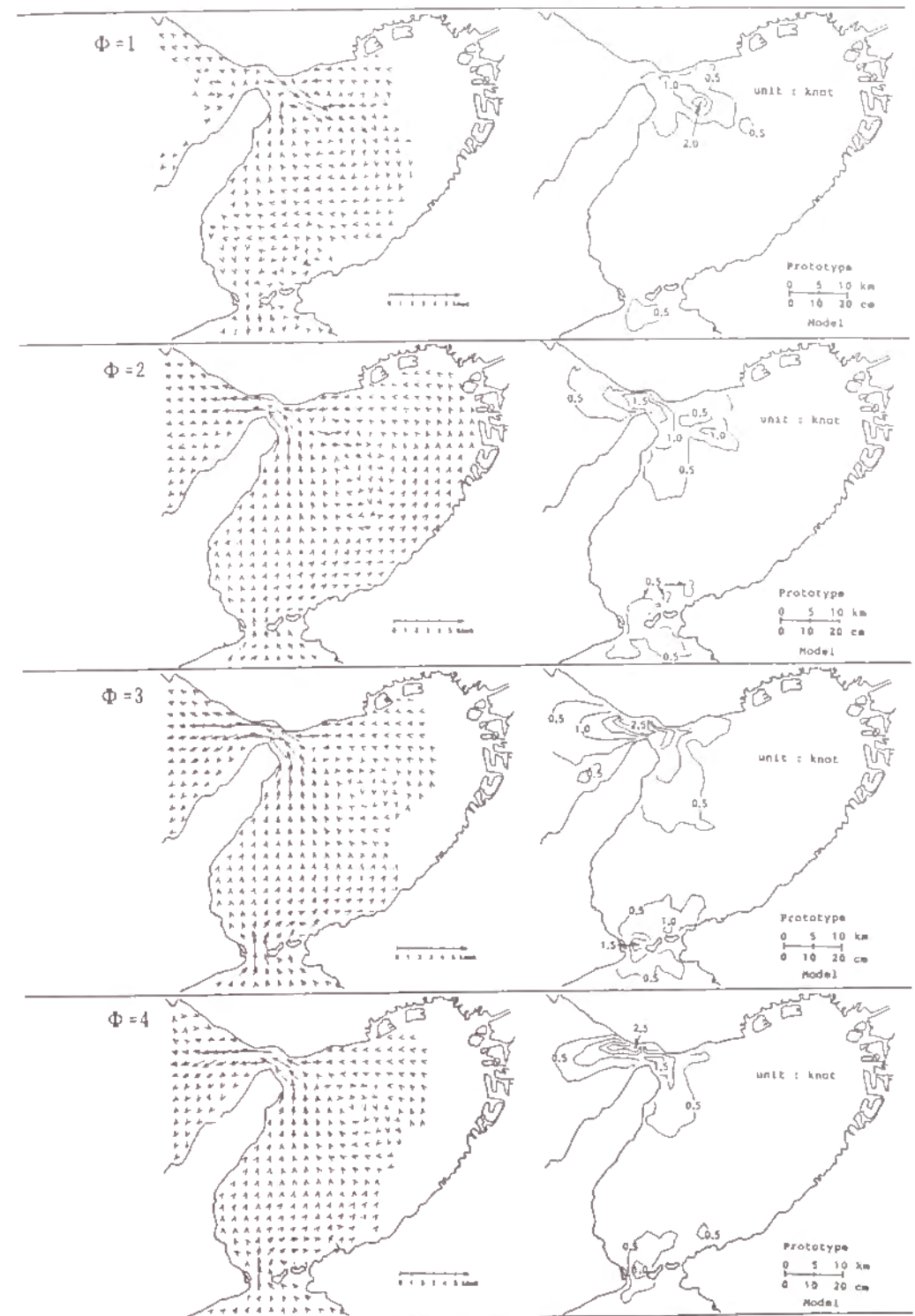


図-7.12(1) 流速ベクトルの時間的变化 (B模型、平均潮、上げ潮時)

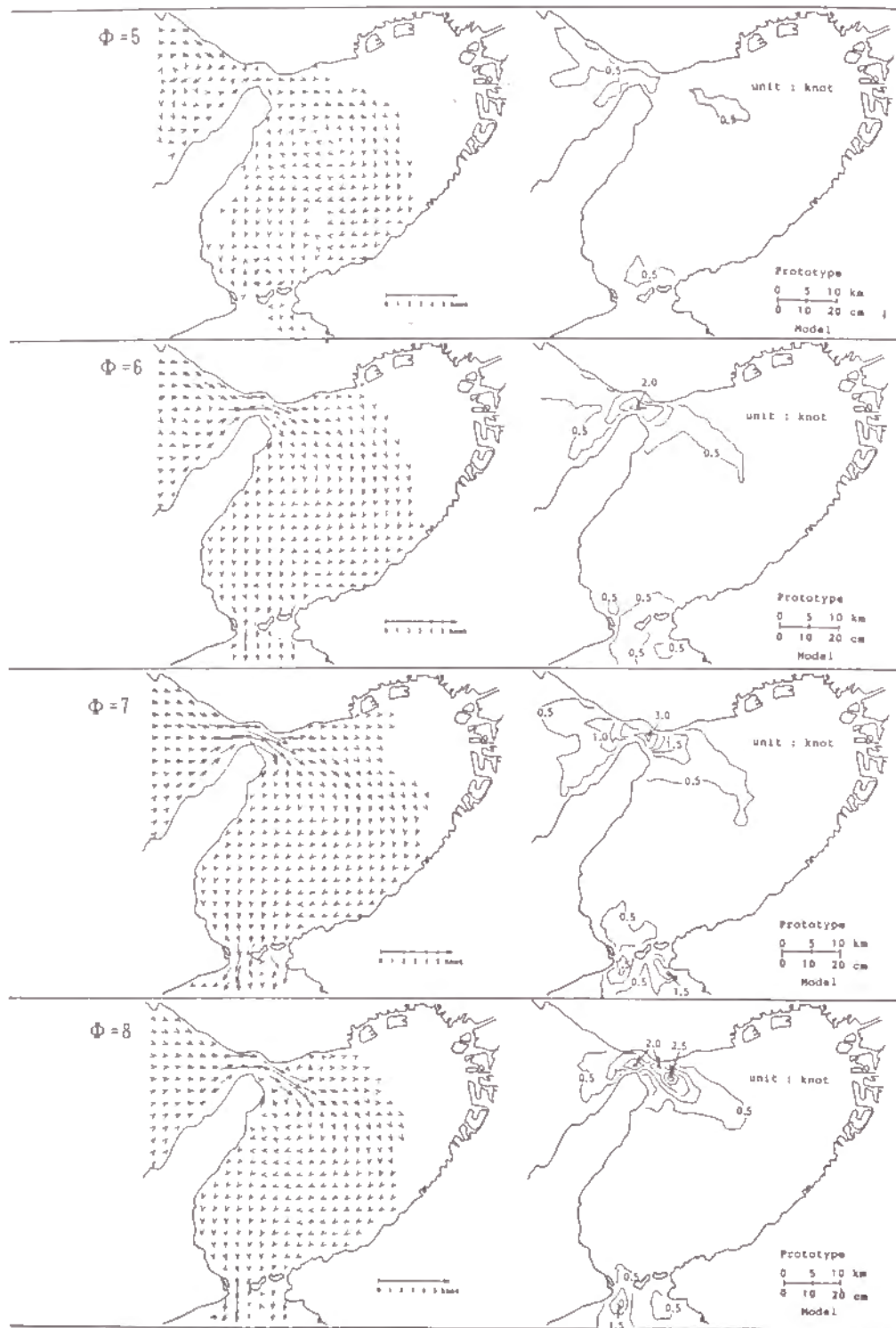


図-7.12(2) 流速ベクトルの時間的变化 (B模型、平均潮、下げ潮時)

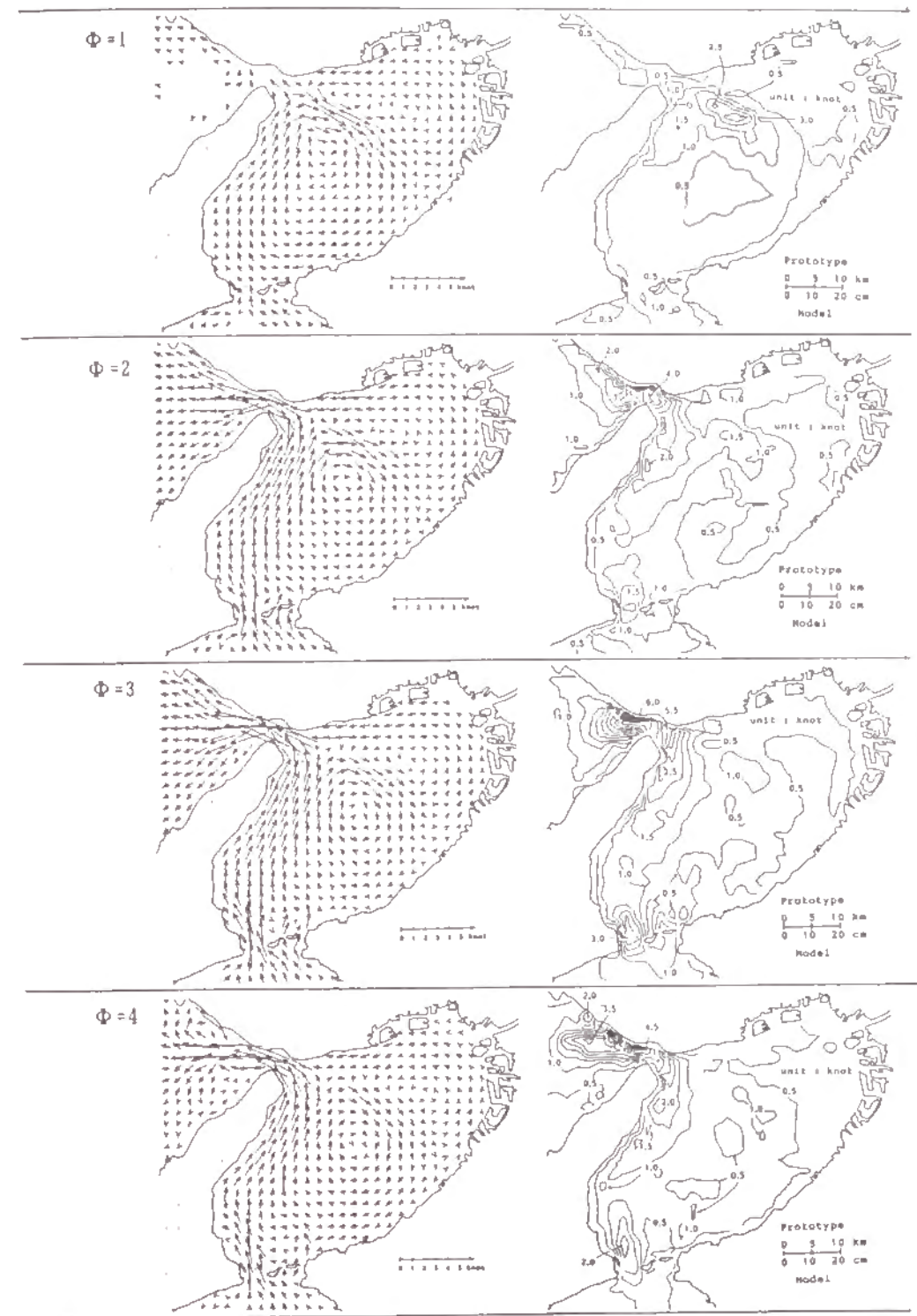


図-7.13(1) 流速ベクトルの時間的变化 (C模型、大潮、上げ潮時)

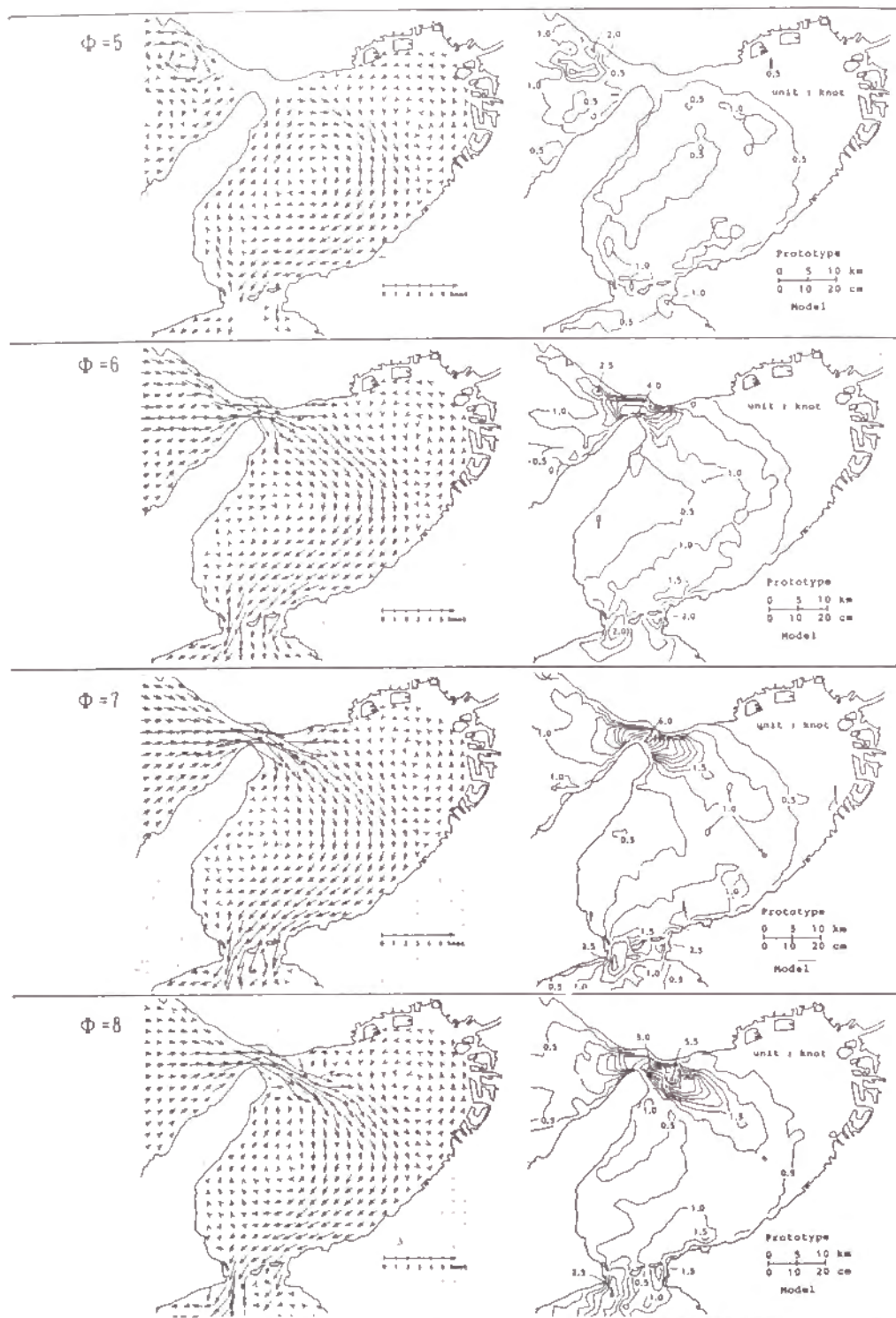


図-7.13(2) 流速ベクトルの時間的变化 (C模型、大潮、下げ潮時)

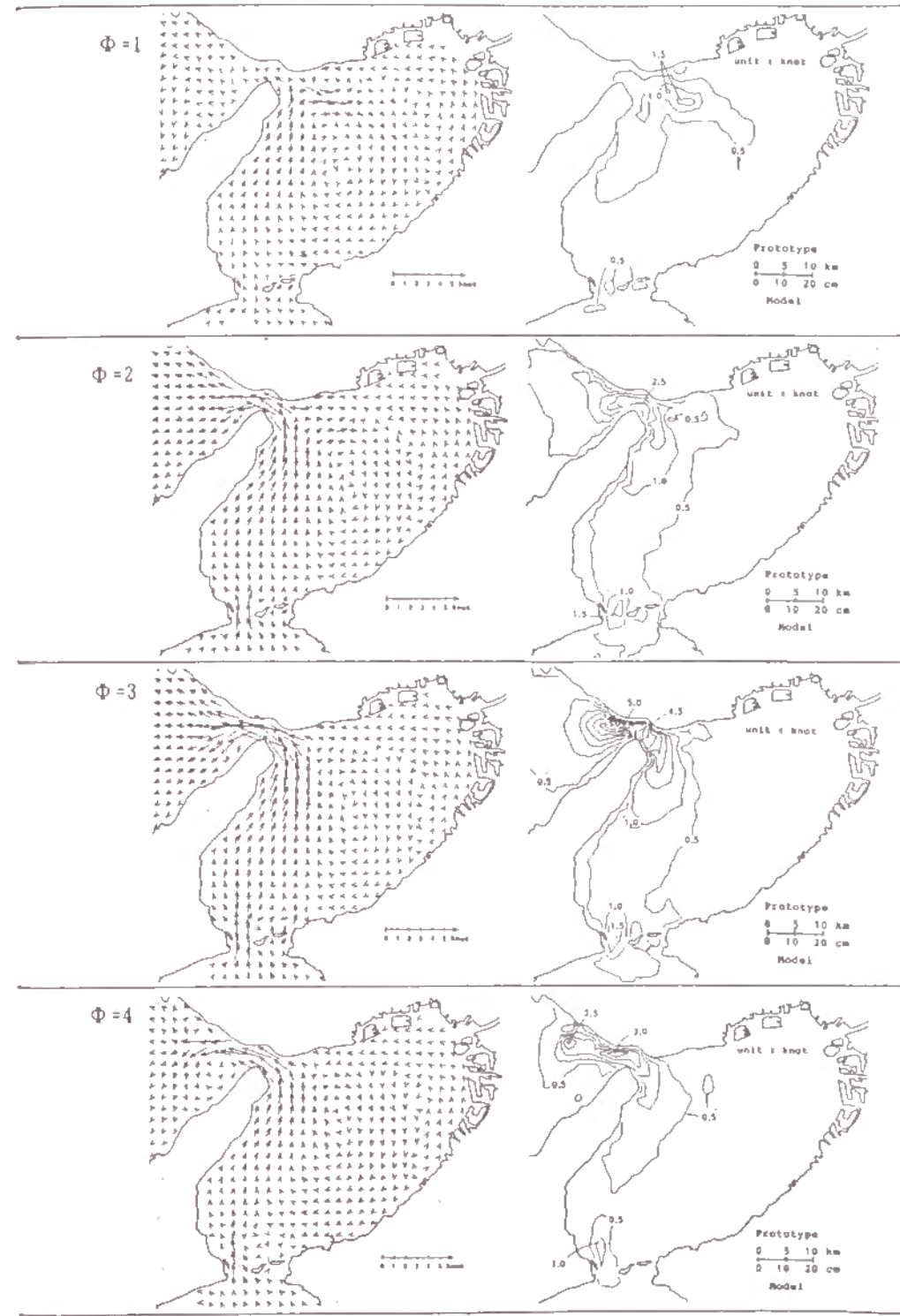


図-7.14(1) 流速ベクトルの時間的变化 (C模型、平均潮、上げ潮時)

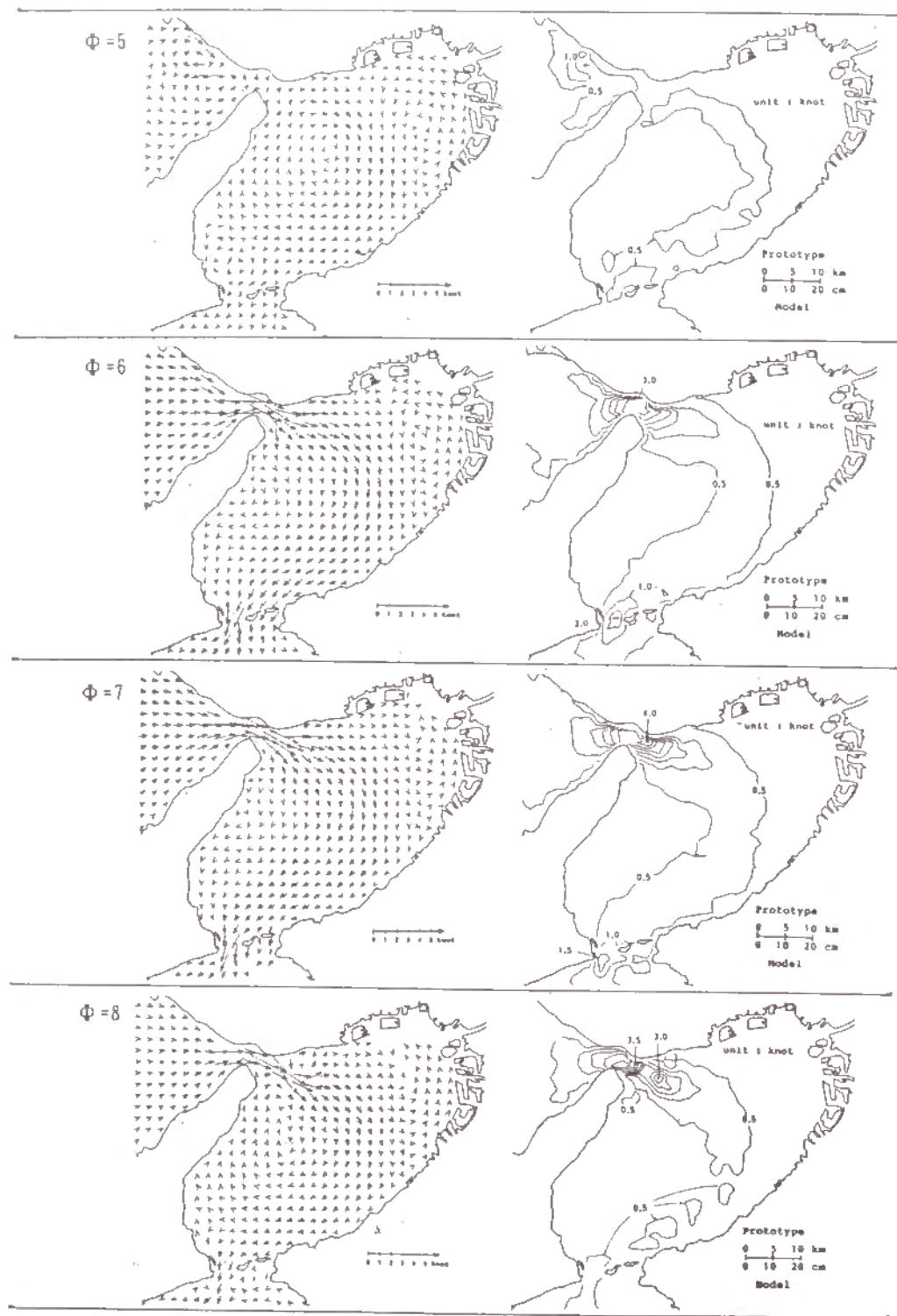


図-7.14(2) 流速ベクトルの時間的变化 (C 模型、平均潮、下げ潮時)

上げ潮流の発生にともない友ヶ島水道より淡路島東岸沿いに北流して明石海峡に至る主流が顕著となって、沖ノ瀬環流は縮小して東側に約 4 km 移動している。それに呼応して、先の須磨沖環流は消滅し、そこでは西流して明石海峡へ抜ける流れとなっている。明石海峡以西では放射状の西流となっている。上げ潮最盛時から満潮憩流時への移行時には、友ヶ島水道を抜けた海域で剥離渦が発生し、次の満潮憩流時にはそれらの剥離渦は成長しスケールも大きくなっている。

次に下げ潮流になると、明石海峡から沖ノ瀬付近に至り、そこから南西方向に向きを変えて友ヶ島水道に至る流れが主流となって、沖ノ瀬環流は消滅している。東流最盛時であっても、湾奥の流速は依然として微弱であり、これは「明石海峡から投入されたブイはいずれも湾西部の水深 20m 以深の海域を移動し、水深 20m 以浅の湾東部海域には及ばない」とする現地観測結果¹⁰⁾と一致している。ただし、「明石海峡東口から東方に引いた一線より北側での西流」¹¹⁾は認められない。下げ潮末期には、岩屋沖と須磨沖に明石海峡を抜ける流れによって地形性の剥離渦流が顕在化している。やがて干潮憩流時にかけて湾内の主流の流速は弱まり、友ヶ島水道北側の流れが停滞して主流は南下を妨げられるために、時計回りの流れとなって上述した沖ノ瀬環流を形成するようになる。

いずれの潮時においても、水深 20m 以浅の海域とくに湾奥部の流速は微弱であって、閉鎖性が問題となり得る海域であることがわかる。

B 模型および C 模型においても、基本的には A 模型と同様の潮流特性を示しているが、A 模型との差異は流速が大きく再現されて環流のスケールが大きく現われる点である。そのような差異は C 模型でとくに顕著であり、模型ひずみの効果として現れているものと考えられる。

平均潮における潮流は、大潮時に比べて流速が小さく、沖ノ瀬環流のスケールも小規模である。また、上げ潮時および下げ潮時における主流域が淡路島東岸沿いに限られるという特徴を持つが、基本的な流動パターンは大潮時のものと同様である。

次に、模型間における潮流速の差異を定量評価するために、明石海峡での流速に着目した比較を行い表-7.3 にまとめた。A 模型と B 模型では、大潮時の流速が平均潮時の約 2 倍であるのに対し、C 模型では平均潮時でも大潮時に匹敵する大きな流速となっている。すなわち、前述した模型ひずみの効果が C 模型でとくに顕著であることがわかる。また、A 模型に再現された流速は現地観測結果³⁾に極めて良く一致しており、3 種の模型の中で現地の潮流を最も良く再現しているものと見なされる。

表-7.3 明石海峡での潮流速 (単位: ノット)

模 型	対象潮汐	上げ潮最盛時	下げ潮最盛時
A	大 潮	4.5	5.0
	平均潮	2.5	2.5
B	大 潮	5.5	6.0
	平均潮	2.5	3.0
C	大 潮	6.0	6.0
	平均潮	5.0	4.0
現地観測	大 潮	4.4	5.0

3.2 潮汐残渣流

オイラー流速場の1周期間の平均流として潮汐残渣流を求めた。大潮および平均潮に対するものを示すと、それぞれ図-7.15および図-7.16のようである。A模型の大潮での特徴を説明すると以下のようである。

沖ノ瀬を中心として環流（いわゆる沖ノ瀬環流）が存在している。その大きさは、中心より北側で2～3km、南側では20km程度である。環流の北側には1knot程度の南東流があり、環流域の外縁では0.5knot程度の流速となっている。明石海峡以西にある反時計回りの環流と沖ノ瀬環流とは、前章で検討されたと同様な8の字型の構造を形成している。水深20m以浅の海域では0.5knot以下の残渣流速であり、湾奥部では反時計回りの流向である。友ヶ島水道の北側には、友ヶ島沖に時計回り、由良沖に反時計回りの環流がそれぞれ形成されており、0.5knot程度の残渣流速を示している。

平均潮での潮汐残渣流は流速自体が小さく、環流のスケールも大潮時より小さくなっているが、定性的には大潮時のものと同様である。

B模型およびC模型では、模型歪の影響によって、上述したA模型での特性が拡大されて顕著に現れており、特にC模型の潮汐残渣流は大阪湾を二分する環流で構成されている。

ここに示した潮汐残渣流ベクトル図には湾奥沿岸でのデータが欠落しているため、それを補完する目的で行った染料滴下実験の結果を図-7.17に示す。この実験は陸岸近傍から染料を滴下し、それが拡がる様子を1周期毎に追跡したものである。これによると、やはり湾奥部の海域では反時計回りの残渣環流に乗って染料が移動していることが分かる。

3.3 沖ノ瀬環流

上述されたように、大阪湾の潮流は『沖ノ瀬環流』で特性づけられる。そこで、この沖ノ瀬環流の消長を評価する指標として、循環値と環流の大きさに着目した。すなわち、各潮時における潮流ベクトルを基に、格子点での渦度を計算しそれを環流の存在領域について面積分することにより循環値を求めた。符号は反時計回りを正としている。また、沖ノ瀬環流は円形に近いことから、環流の存在領域と等価の面積を持つ円の直径として環流の大きさを評価した。

求められた循環値 Γ と直径Dの1周期内における時間的变化を図-7.18に示している。これより次のような特性が認められる。

- 1) 環流は下げ潮最盛時以降に生成され干潮憩流時付近と満潮憩流時付近でスケールが極大となる。その時の直径はおおよそ15km程度（A模型）である。
- 2) 循環値および直径はともに歪の大きな模型ほど大きく、また、流速の大きな大潮時に大きな値を取る。
- 3) A模型の平均潮では、下げ潮最盛から干潮憩流時の期間にのみ環流の存在時間が限られており、上げ潮時には環流の存在が認められない。これは、環流の存在領域が坂屋沖の比較的狭い領域であるために、明石海峡へと向かう主流によって消されることによる。

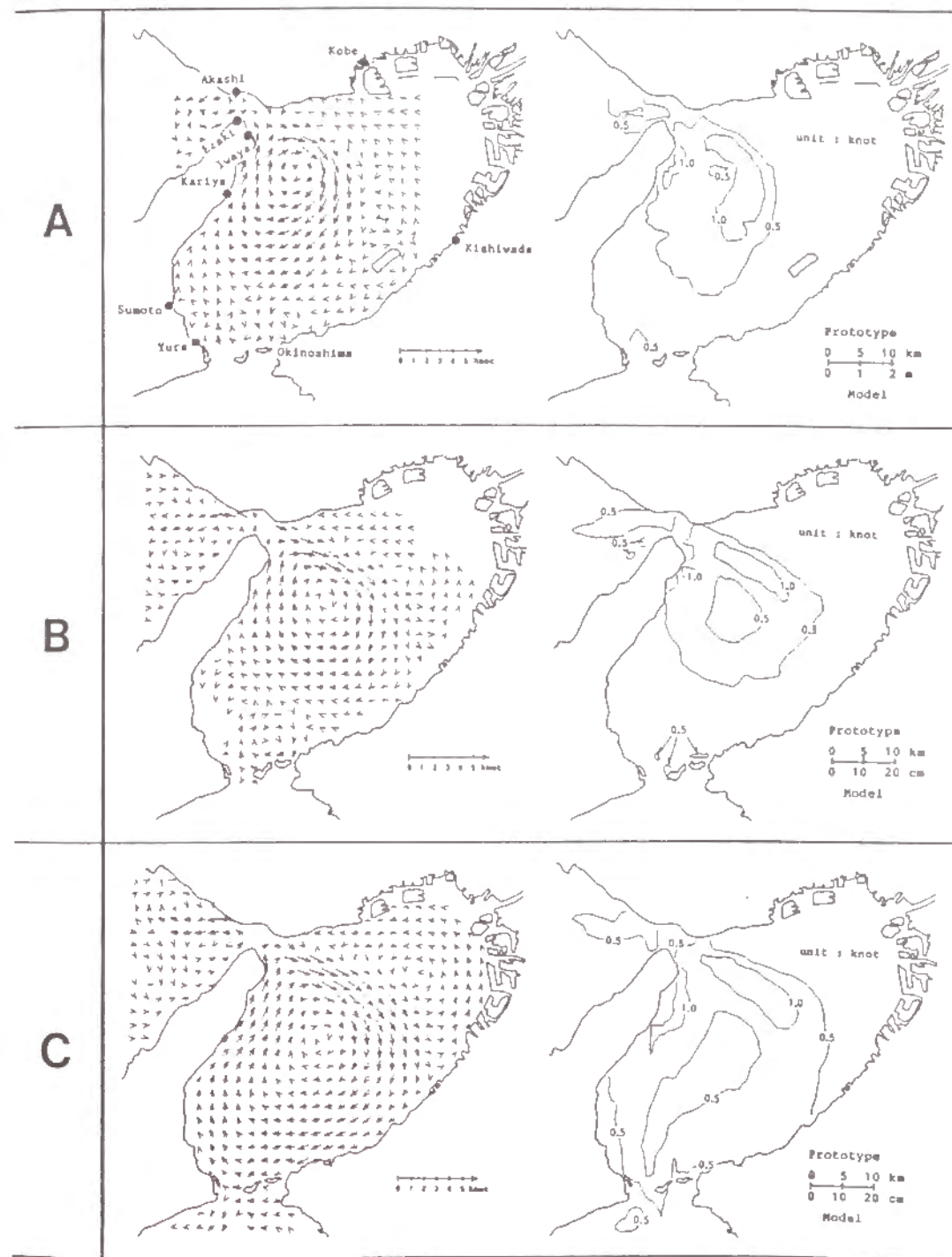


図-7.15 潮汐残渣流ベクトル（大潮）

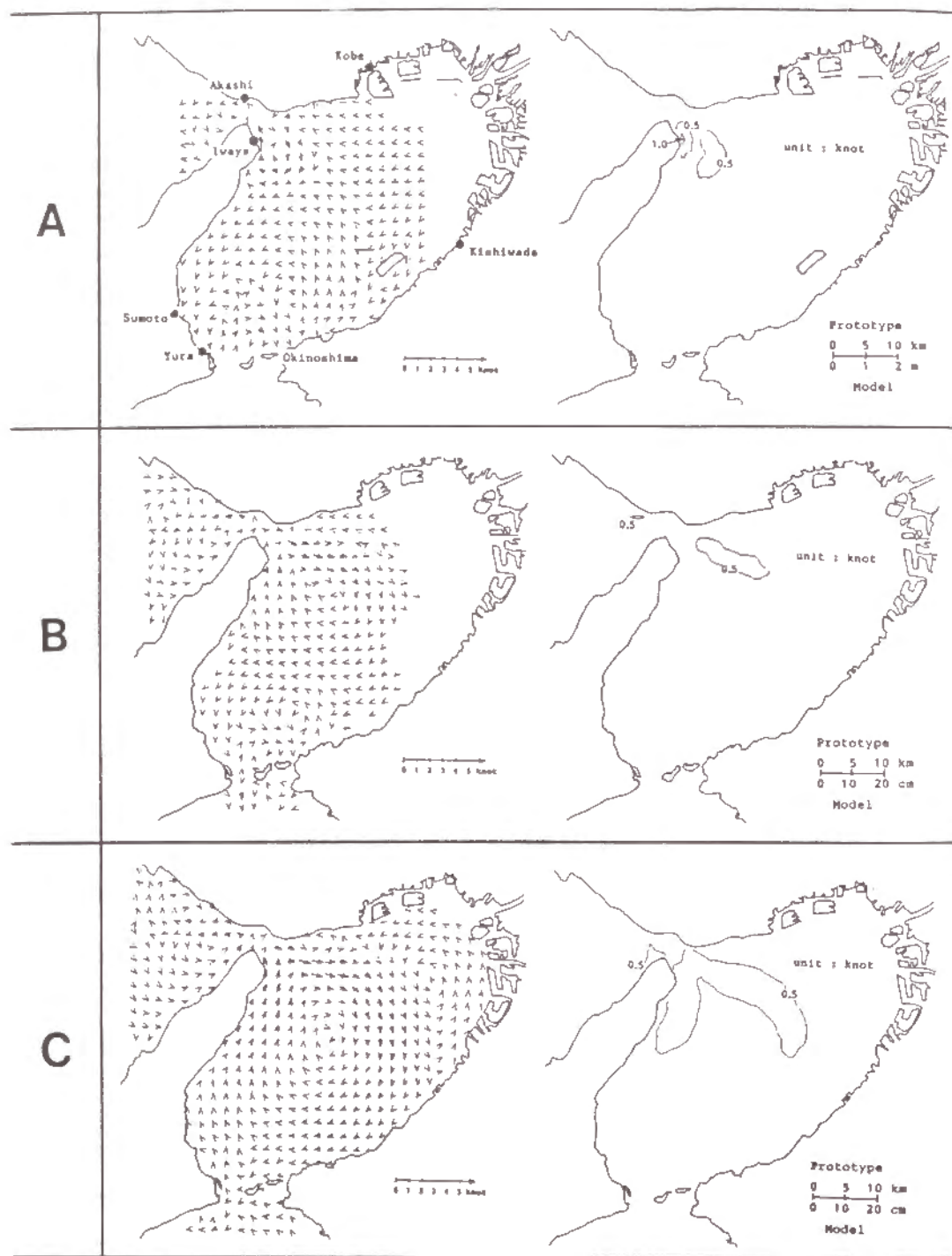


図-7.16 潮汐残渣流ベクトル (平均潮)

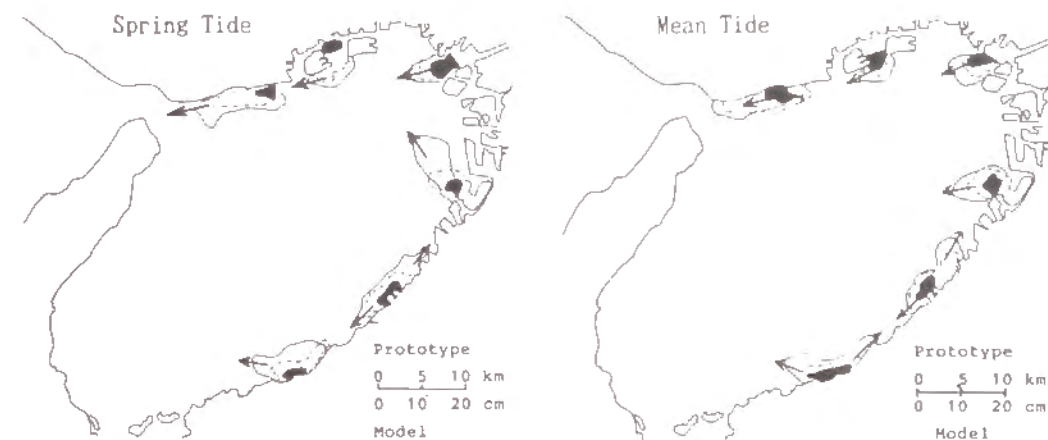


図-7.17 陸岸近傍に滴下した染料水塊の移動方向 (B 模型)

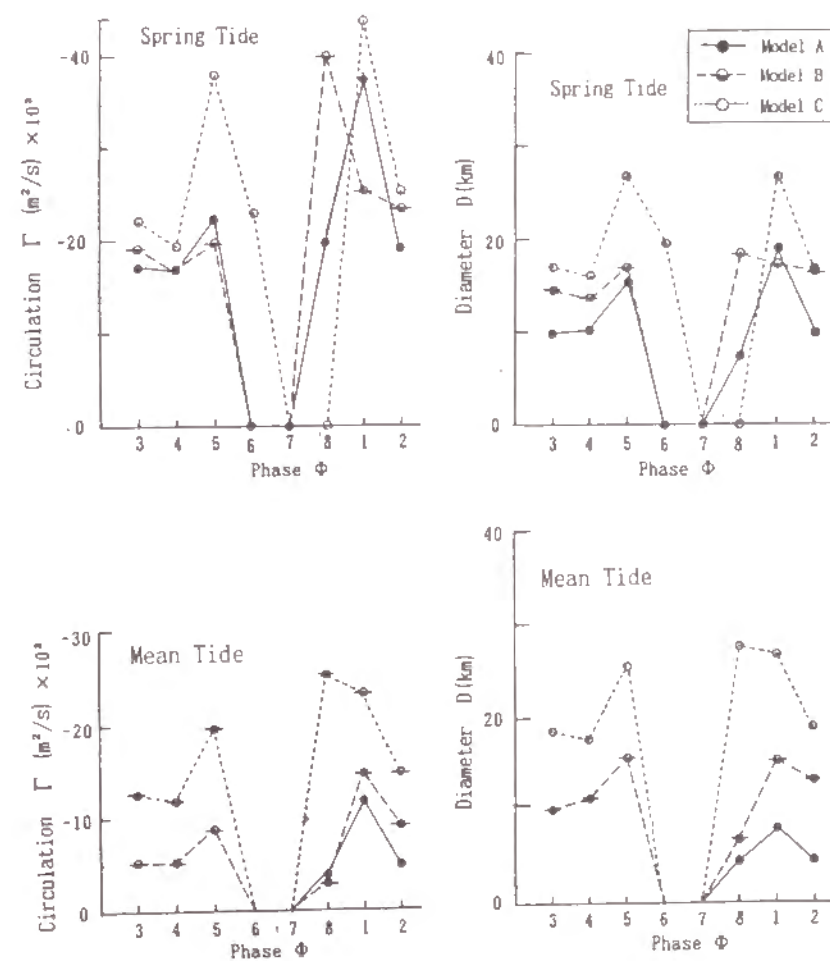


図-7.18 沖ノ瀬環流の特性

3.4 流動軌跡

湾内における1周期間の流動軌跡を図-7.19に示している。各模型とも明石海峡が干潮憩流となる時を始点(図中の○)としている。いずれの模型においても流動距離の大きいのは湾西側の海域であり、湾東部での流動は小さい。流動の大きな海域は前述した潮流の主流位置と対応している。流跡がループを描いている領域は沖ノ潮環流の存在領域に一致している。大阪湾東部および淡路島南部の沿岸では、流跡は海岸線にはほぼ平行であり陸地に沿って潮流が流動している様子が読み取れる。湾奥部の流動方向を見ると、各模型とも陸岸付近の停滞域を除いて反時計回りに流動しており、沖ノ潮環流と対をなす格好となっていることがわかる。

3種の模型間での比較をすると、前述したと同様、歪みの大きな模型ほど流動距離も大きく現れている。

3.5 大阪湾内水の平均滞留時間

水面に均一に散布した浮子の湾内残留数と経過潮汐周期数 N_t との関係を実験で求め($N_t=50$ 周期まで)、残余数と初期散布数との比 r を次式で近似し、

$$r = \exp(-aN_t^b) \quad \dots\dots\dots (7.1)$$

最小二乗法によって係数 a と b を求め平均滞留時間を算定した。一例として、模型Aでの実験結果を図-7.20に示している。なお、この種の実験では、時間がかなり経過すると浮子の湾内残留数が少なくなっており、実際には海峡部を通じて水の出入りがあるにも拘らず浮子は出入りしないために、実際の現象を代表し得ないという問題や浮子同士の付着という問題がある。したがって、最小二乗法に用いたデータは30周期までのものとした。算定された平均滞留時間が表-7.4にまとめられている。実験では同一の潮流が一定周期で繰り返し作用しているが、現地ではそうではなく、風の影響や密度流も当然含まれている。したがって、本実験結果は一つの目安としての意味以上は持たないと考えた方がよい。また、本模型実験ではA模型が最も現地に近いと見なされるので、A模型の平均潮を対象とした実験結果が一つの目安となるであろう。このような前提で大阪湾内水の平均滞留時間は1.7ヶ月程度と推定される。なお、同様の実験が中国工業技術試験所²⁾でも実施されており、2.3ヶ月と推定されている。

表-7.4 大阪湾内水の平均滞留時間(単位:月)

模 型	対象潮汐	平均滞留時間 τ_r
A	大 潮	1.4
	平均潮	1.7
B	大 潮	1.4
	平均潮	5.3
C	大 潮	1.1
	平均潮	1.1

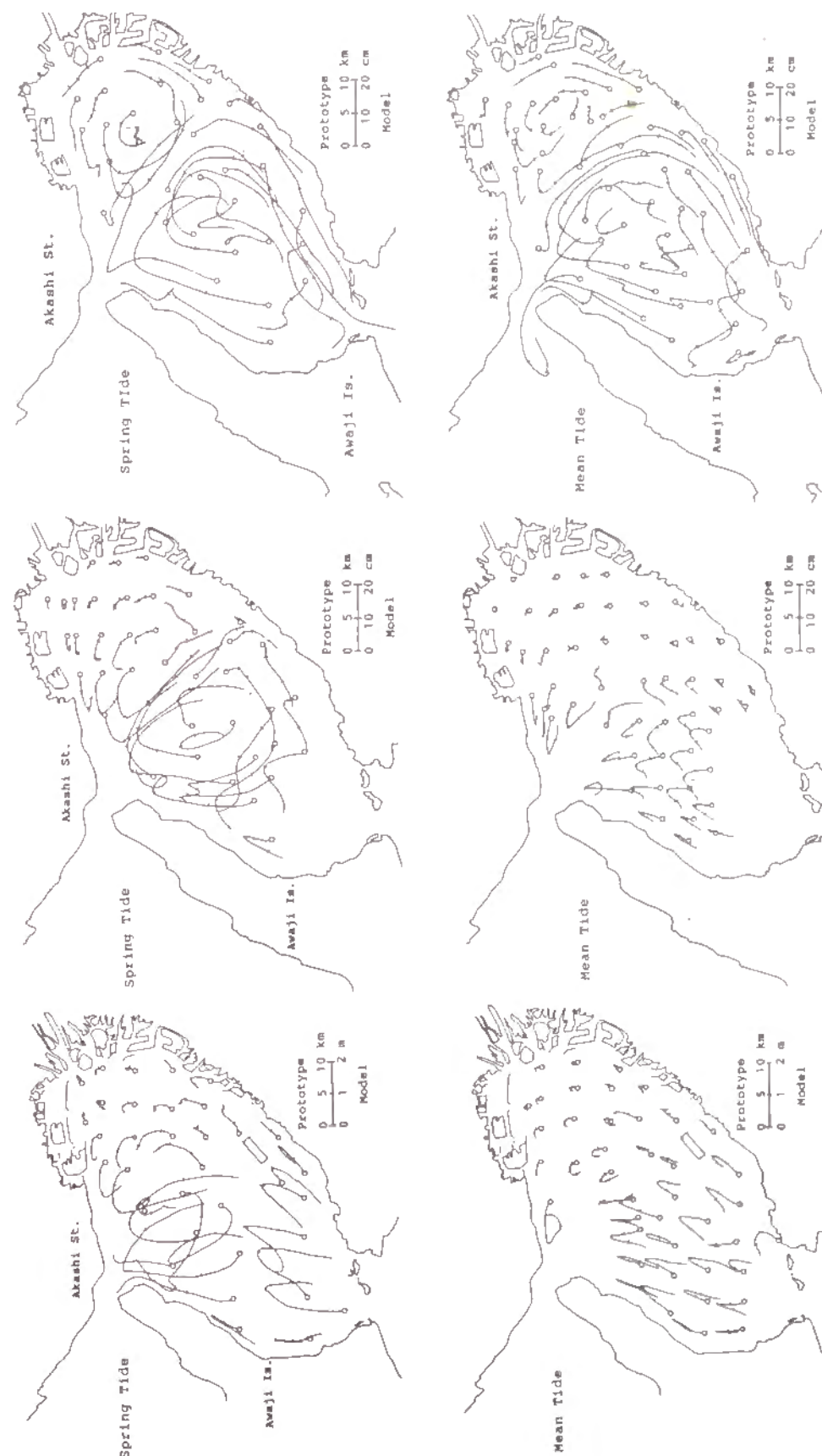


図-7.19(3) 1周期間の流動軌跡(C模型)

図-7.19(2) 1周期間の流動軌跡(B模型)

図-7.19(1) 1周期間の流動軌跡(A模型)

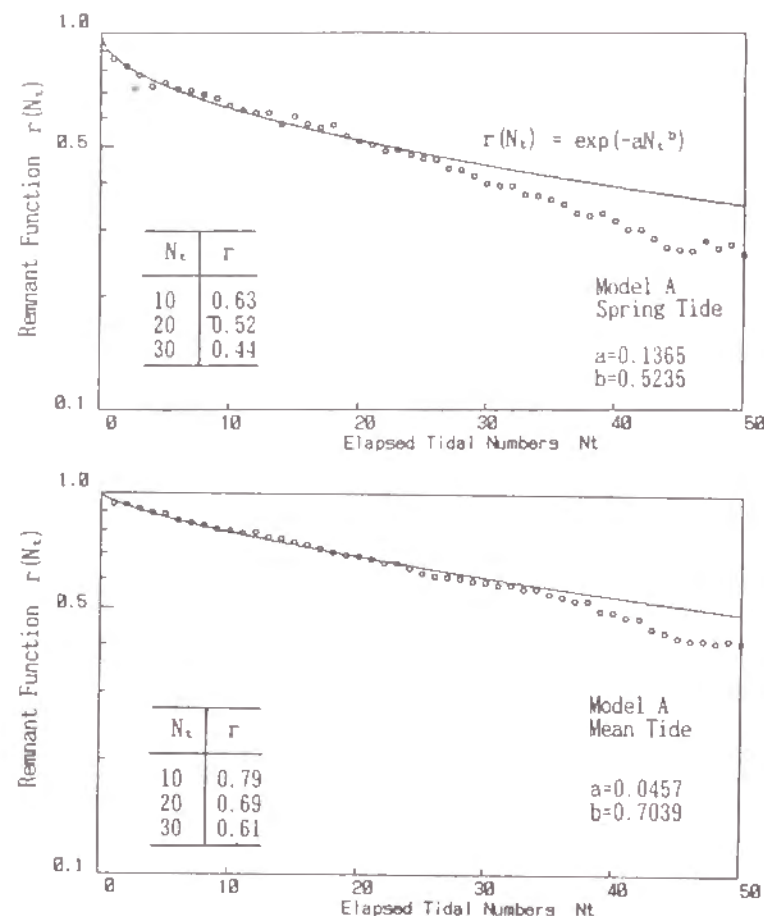


図-7.20 トレーサー個数より求めた残余関数 (A 模型)

第4節 海峡部での海水交換に関する検討

4.1 海峡部における海水交換の様式

第6章の図-6.12 に、外海と内湾とが接する海峡周辺海域での水塊の交換機構を1周期間について模式的に表している。湾内に流入する水塊に着目して説明すると次のようになる。湾内に流入した水塊 Q_i は、湾内の流動構造に応じて、そのまま外海に流出する水塊 $Q_{e,i}$ と湾内に残存する水塊 $Q_{r,i}$ とに分けられる。水塊 $Q_{e,i}$ は湾内に存在していた水塊 Q_0 を合わせて外海に流出する水塊 Q_e を構成する。湾内に残存した水塊は移流拡散して湾内水と混合し、いずれは水塊 Q_0 の一部として湾外に流出する。水塊 $Q_{r,i}$ の量が少なく且つ湾内存在時間が長いほど、その内湾の閉鎖性が高いことになる。

一方、湾外に流出する水塊に着目して説明すると次のようになる。湾外に流出した水塊 Q_o は、湾外の流動構造に応じて、そのまま湾内に再流入する水塊 $Q_{r,o}$ と外海に残存する水塊 $Q_{e,o}$ とに分けられる。水塊 $Q_{r,o}$ は外海水塊 Q_0 を合わせて湾内に流入する水塊 Q_i を構成する。外海に残存した水塊は外海水と混合して再び湾内に戻ることもあるし、二度と戻らない場合もある。それは外海の流動構造

に依存している。水塊 $Q_{r,o}$ の量が多いほど、その内湾の閉鎖性が高いことになる。

このような海峡部での海水交換の機構に対し、海水の入れ換わりを表す尺度として海水交換係数が導入される。着目する水塊に応じて海水交換係数にも種々の定義が可能であるが、本研究では流入係数 r_i と流出係数 r_o とし、次式で定義する。

$$r_i = Q_{e,i}/Q_i, \quad r_o = Q_{e,o}/Q_o \quad (7.2)$$

このような海水交換係数を決定しているのは海峡周辺海域における流動の構造であって、検査断面の流動構造ではない。従来より、物質輸送には恒流や恒流のシアが重要だと言われているが、恒流は単なる数学的な平均流であって、その物理的な実体が曖昧である。海峡部周辺のように、地形性渦流が生成・消滅を繰り返し、流速場の時間的・空間的な変動が顕著な場における物質の移動には、数学的な平均流である恒流よりも振動成分である潮流そのものが重要な役割を演じる。ただし、大阪湾湾奥部のように恒流の空間分布が潮流の時空間分布を代表するような場では、恒流の分布と物質の分布とは充分対応づけられる。

本節では、明石海峡および友ヶ島水道における大阪湾内水と外海水との海水交換を取り扱うが、参考資料として、海峡部周辺におけるA模型の大潮時に対する潮汐残渣流ベクトルを図-7.21 に示しておく。

4.2 明石海峡における海水交換特性

明石海峡周辺海域における潮流の時間的变化を、A模型の大潮時に対して示したものが図-7.22 である。明石海峡を通過して大阪湾内に流入した水塊はその後どのように拡がり、その内の何割が湾内に残留するのか。また、明石海峡を通過して播磨灘に流出した水塊はその後どのように拡がり、その内の何割が再び大阪湾内に戻ってくるのか。これらのことを検討するため、満潮憩流時に湾外側を、干潮憩流時に湾内側をそれぞれ染料で着色することにより、その後の一周期間における染料水塊の外縁形状の拡がりを追跡した。その結果を図-7.23 に示している。各模型について同様の実験を実施しているが、ここではA模型の大潮時を対象とした結果のみを示す。

まず、湾内に流入した水塊に着目する。下げ潮時に海峡を通過した水塊は流速の大きな主流に追従して拡がるが、やがて沖ノ瀬の環流領域に停滞する。上げ潮時になると淡路島東岸沿いおよび北部沿岸沿いの流れが明石海峡に向かうため、先の流入水塊はちぎられる格好で湾内に取り残され混合希釈される。この水塊が残留する海域は沖ノ瀬の潮汐残渣環流の領域に対応している。次に、湾外(播磨灘)に流出入する水塊を見ると、上げ潮時に海峡を通過した後ほぼ同心円状に拡がるが、下げ潮時になると播磨灘水に押され、ほぼ相似形状を保ちながら縮小して湾内へ再流入している。しかし、主として淡路島背後に形成される環流にトラップされる形で湾外に一部が残存する。この残存領域も江崎沖に見られる潮汐残渣環流の位置にほぼ対応したものである。

染料の替わりに紙片を用いて同様の実験を行った結果を図-7.24 に示している。これは満潮憩流時を始点として半周期間、明石海峡断面から連続的に紙片を投入し、湾内における一周期間の拡がり形状を調べた結果である。数値計算(2 km メッシュ、乱流拡散を考慮せず)による同様の検討結果も同図

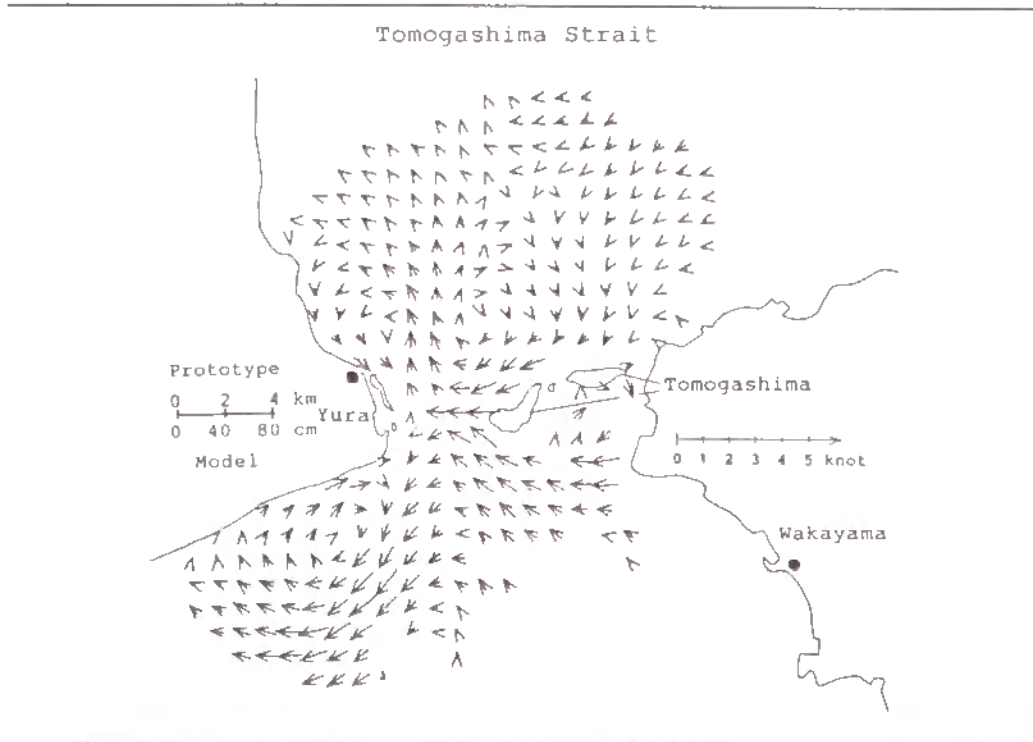
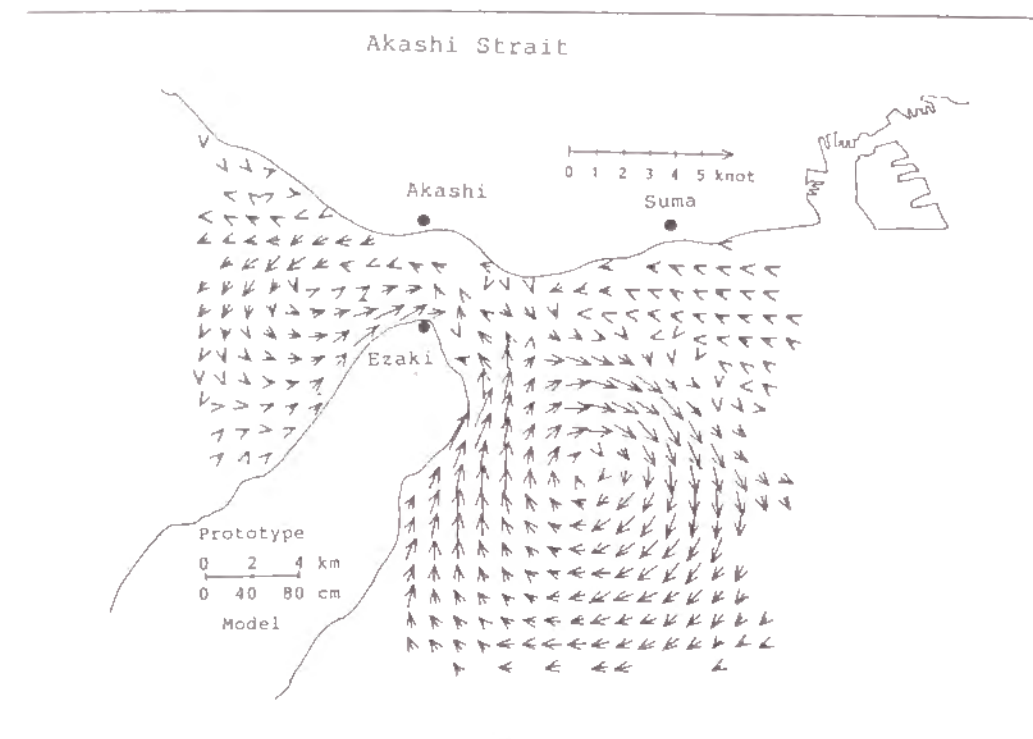


図-7.21 海峡部周辺の潮汐残流ベクトル (A模型、大潮)

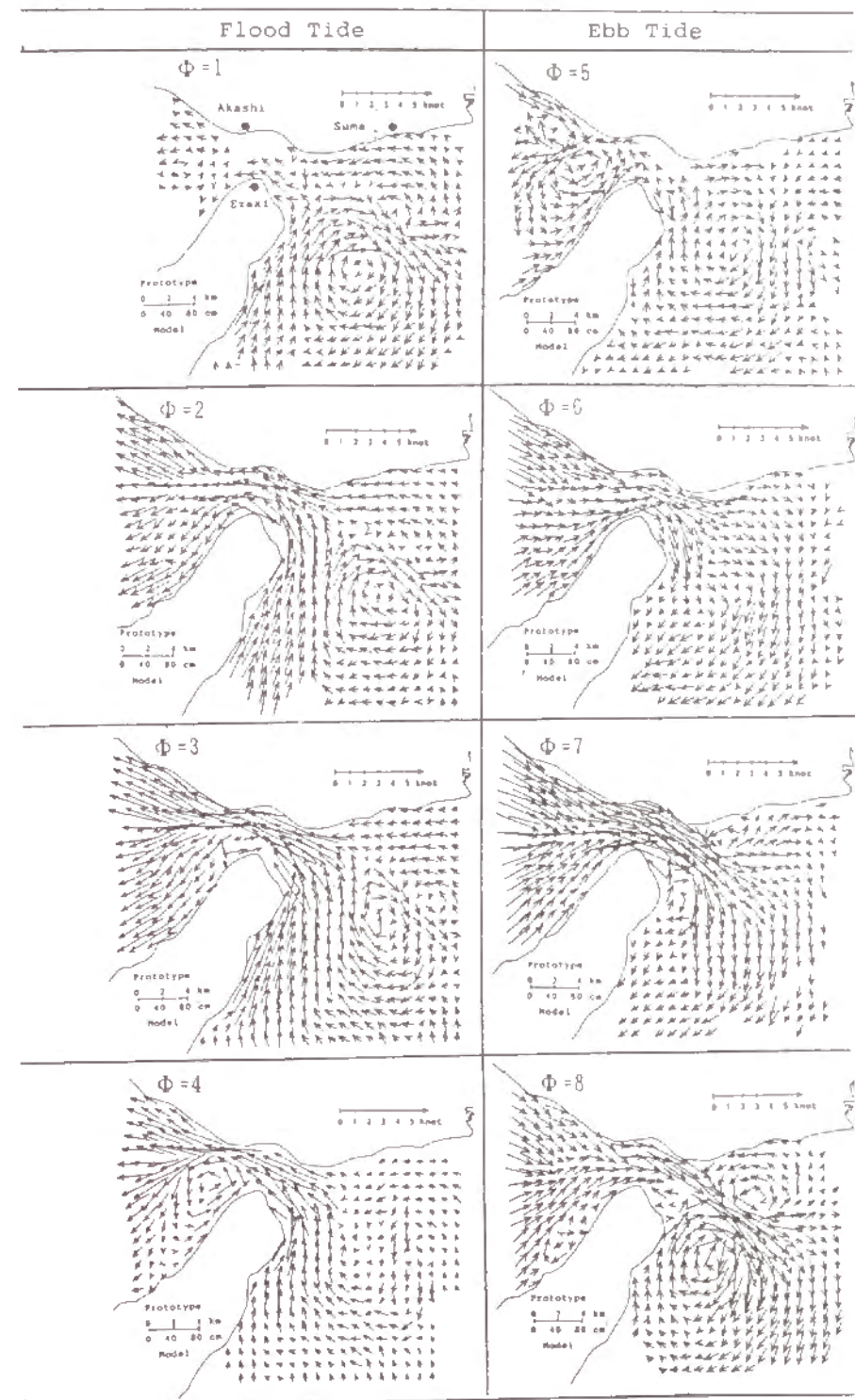


図-7.22 明石海峡周辺における潮流の時間的変化 (A模型、大潮)

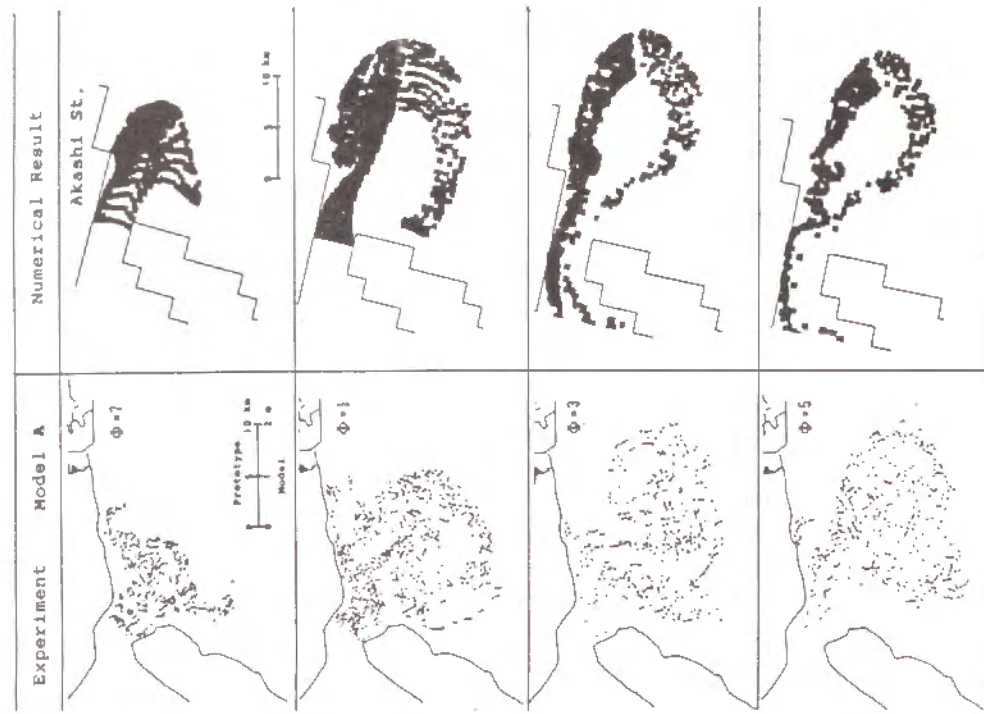


図-7.24 明石海峡より投入した紙片群の拡がり (A模型、大潮)

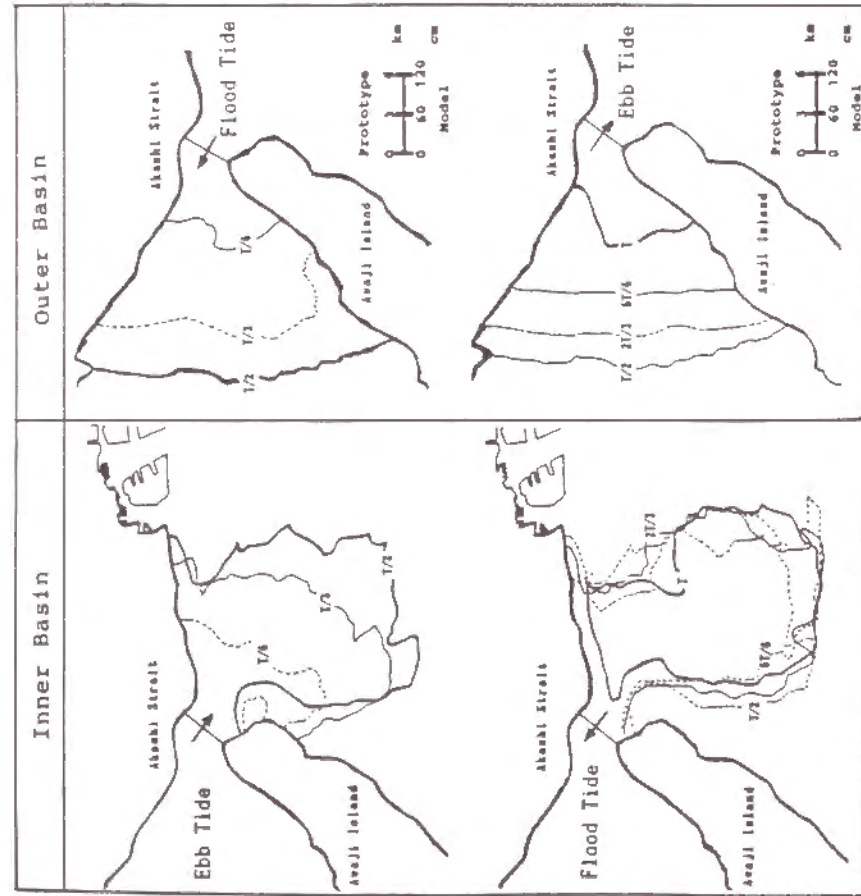


図-7.23 明石海峡における海水交換過程 (A模型、大潮、染料トレーサー)

に併示している。両結果とも染料を用いた実験結果に類似しており、上述した特徴を示している。ただし、数値計算では沖ノ瀬環流の外周に沿って仮想粒子が移動しており実験結果とは異なっている。これは、数値計算では粒子位置が決定論的に追跡され、乱流拡散等の不確定要素を考慮していないことに起因していると考えられるので、第5節で再検討する。

以上に示したように、明石海峡における海水交換にとって沖ノ瀬環流の果たす役割の非常に大きいことがわかる。

ここには示していないが平均潮における水塊の移動は、潮流そのものが弱くなるため大潮時に比してその範囲が狭い。また、3種の模型間では、歪みの大きな模型ほど潮汐残渣環流のスケールおよび流速が大きいので、湾内への流入水塊は環流内にトラップされやすく、一周期後に残存する水塊の領域も広くなるという特性を持っている。

4.3 友ヶ島水道における海水交換特性

明石海峡の場合と全く同様の実験を実施した。潮流の時間的変化を図-7.25に、海水交換に関する結果を図-7.26および図-7.27に示している。これらより、次のような特性が認められる。

友ヶ島水道を上げ潮時に通過する水塊は、一様な流速場に乗って北方へほぼ同心円状に拡がる。次の下げ潮時には湾内起源水に押され南側へ縮小するが、1周期後には由良沖および沖ノ島北方に残留している。この残留位置は潮汐残渣環流の存在する海域にほぼ対応している。一方、下げ潮時に友ヶ島水道を通過する水塊は、主として南西方向の潮流に追従して拡がっている。下げ潮が終る頃になると海峡南西部に環流が発達するため、水塊はそれにトラップされる。トラップされた水塊は、次の上げ潮時には湾外起源水に押され縮小するが、友ヶ島水道の南西部に残存している。この海域も潮汐残渣環流の位置に対応している。

平均潮における水塊の移動は、潮流そのものが弱くなるため大潮時に比してその範囲が狭いものとなっている。また、歪みの大きな模型ほど潮流の流動が大きく、一周期後に残存する水塊の領域も広くなるという特性は明石海峡の場合と同様である。

4.4 海水交換係数

上述した実験結果および数値計算結果を用いて海水交換係数を算定する。染料を用いた実験に対しては、第6章と同様に、染料水の拡がり面積の比として以下のように算定する。

憩流時を始点とした1周期内において

$$r_r = \frac{\text{1周期後に湾外に残存している水塊の表層面積}}{\text{湾外に湾内水が最も多く存在する時の水塊の表層面積}} \quad (7.3)$$

憩流時を原点とした1周期内において

$$r_o = \frac{\text{1周期後に湾内に残存している水塊の表層面積}}{\text{湾内に湾外水が最も多く存在する時の水塊の表層面積}} \quad (7.4)$$

図-7.26 友ヶ島水道における海水交換過程 (A模型、大潮、染料トレーサー)

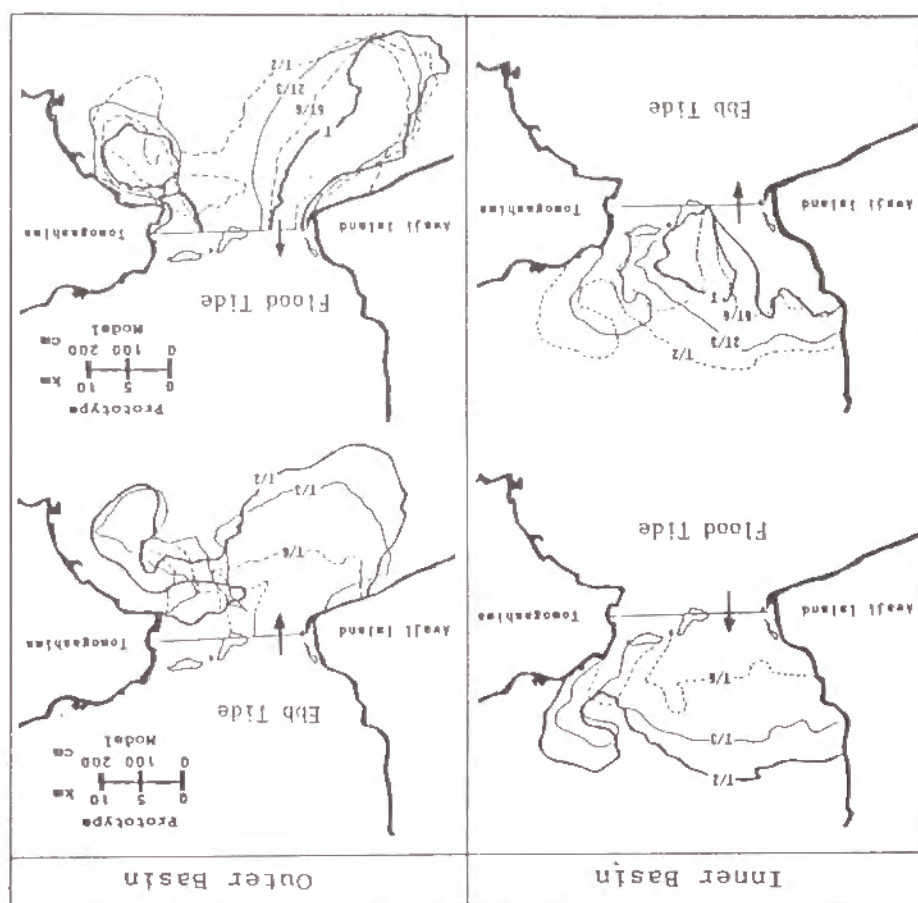


図-7.27 友ヶ島水道より投入した紙片群の拡がり (A模型、大潮)

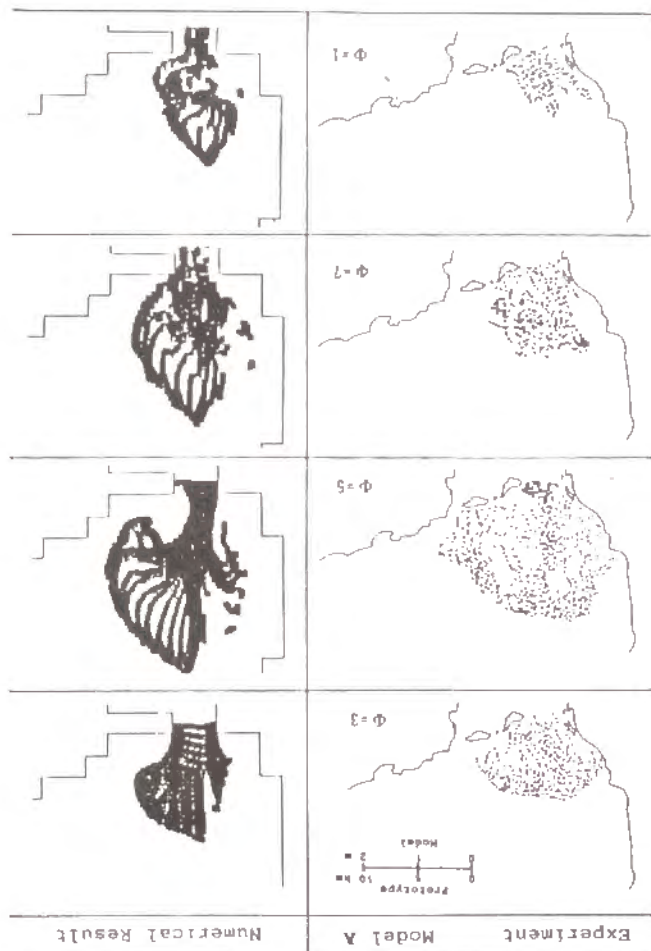
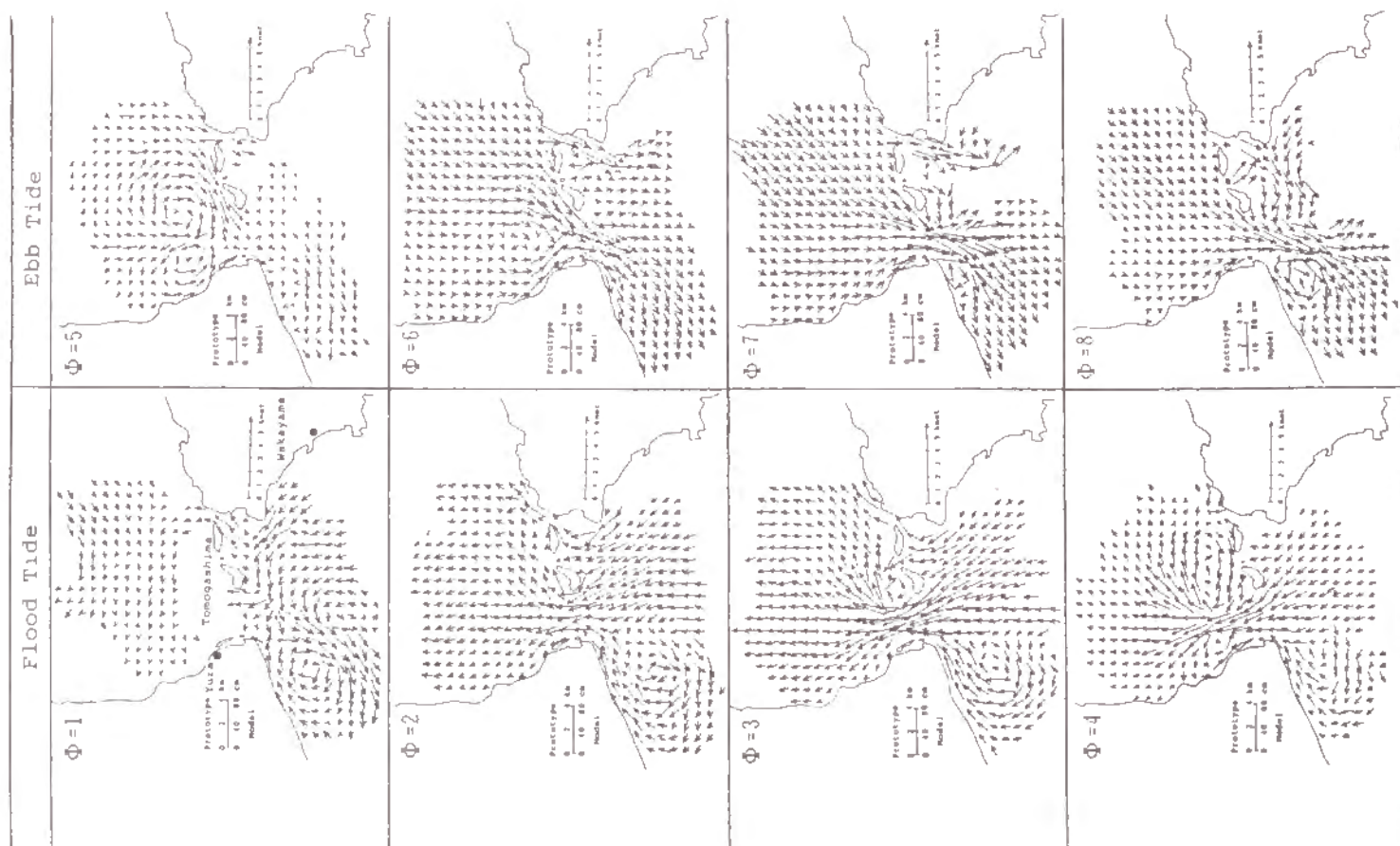


図-7.25 友ヶ島水道周辺における潮流の時間的变化 (A模型、大潮)



このような算定法は濃度の希釈について考慮していないため厳密性に欠けるが、近似値は与えるものとみなされる。また、紙片および数値計算上の仮想粒子に対しては、上式における面積の代わりにそれぞれの個数とすれば良い。

算定結果を表-7.5 にまとめている。なお、模型実験による各算定値は数回の実験による平均値である。また、表中の ≈ 1.0 は、前述したように拡散に伴った拡散希釈により水塊の量が過大に評価され、交換係数が算定不可能となったものである。

表-7.5 明石海峡および友ヶ島水道の海水交換係数

海峡部	対象潮汐	A 模型 (染料)		A 模型 (粒子)		B 模型 (染料)		C 模型 (染料)		計 算
		r_e	r_f	r_e	r_f	r_e	r_f	r_e	r_f	
明 石	平均大潮	0.89	0.19	0.52	0.16	0.99	0.49	≈ 1.0	0.49	0.48
	平均潮	0.72	0.16	0.32	0.19	0.80	0.38	≈ 1.0	0.35	----
友ヶ島	平均大潮	0.31	0.58	0.26	0.56	0.56	0.56	0.85	0.94	0.40
	平均潮	0.57	0.57	0.47	0.41	0.67	0.80	0.83	0.84	----

この結果より、以下のことが指摘される。

- 1) 全ケースにおいて、明石海峡では流出係数が流入係数より大きな値を示している。このことは、湾内水は海峡部を流出してもその大部分が湾内に戻る現象を繰り返し、湾外起源の水が湾内に入りにくいという定性的な海水交換構造を示唆している。
- 2) 友ヶ島水道では、A 模型の大潮時を除き、流出係数と流入係数がほぼ同じ値を示すことから、湾内水および湾外水とも同程度の交換をするといえる。
- 3) 染料水による実験より算定された明石海峡の流入係数は、紙片によるものよりかなり大きな値を示している。これは沖ノ瀬環流にトラップされた染料水塊が拡散・希釈しているにもかかわらず、表面積で代表しているためである。したがって、紙片をトレーサとした実験値の方が実際の現象を良く表しているものと考えられる。また、前節までの検討より、3種の模型の中ではA模型が最も優れていると見なされるので、交換係数の定量的な値としては、A 模型で紙片をトレーサとした実験値を代表させる。

今里ら¹³⁾ は、本研究での定義とは異なっているが、明石海峡の海水交換係数（ここでの流出係数 r_e に対応）を0.41（大潮時）と推定している。表に示されるように、本実験では0.52、数値計算では0.48であり、彼らの推定値より若干大きい値が得られている。

第5節 潮流と海水交換に関する数値シミュレーション

本節では、第3章に示した数値モデルを用いて大阪湾の潮流と海水交換について検討する。

計算対象領域は、沼島-海南を結ぶ線より北側、高砂-江井を結ぶ線より東側で、東西約 60 km、南北約 60 kmの範囲とした。空間刻みは $\Delta x = \Delta y = 1000\text{m}$ の一定としたが、他の計算条件は、平均大潮を対象とした計算結果に及ぼす影響を事前に吟味して選定した。なお、対象とした潮汐条件は、小潮、平均潮、平均大潮、最大大潮の4条件で、潮汐周期は12時間25分の M_2 潮周期を用いた。

各計算ケースにおける、計算条件、明石海峡および友ヶ島水道での最大流速、両海峡での潮流位相差を表-7.6 に一覧表示している。

5.1 潮流計算条件の吟味

(1) 時間刻み

ADI 法は陰解法であることから時間刻みに対するクーラン条件はかなり緩いが、時間刻みを大きくし過ぎると流速分布の計算結果が不正確になることが知られている¹⁴⁾。本計算では、 $\Delta t = 10, 20, 60 \text{ sec}$ とし、計算結果へ現われる影響を検討して最適な時間刻みを決定することとした。なお、各時間刻みに対するクーラン数は、1.01、2.02、6.06である。

$\Delta t = 10$ および 20 sec を与えた場合には計算の安定性は良いが、 $\Delta t = 60 \text{ sec}$ とすると潮位が若干振動する等の安定性への影響が見られた。また、潮汐の位相差も $\Delta t = 60 \text{ sec}$ の場合現地観測結果とのずれが大きかった。潮差の分布、海峡部における最盛時流速値および流況パターンには時間刻みを変化させても大きな変化は認められなかった。以上の検討結果より、 Δt として 20 sec を選定した。

(2) 水平渦動粘性係数

水平混合項は流れの平滑化作用を持ち、流体の運動状態や運動規模によってその大きさは変化するものである。本研究では、場所的・時間的变化を考慮するために、摩擦速度と水深の積に比例する形で水平渦動粘性係数を与えた。すなわち、

$$A_h = \alpha u_* (h + \zeta) \quad \dots\dots\dots (7.5)$$

ここに、 α は比例係数、 u_* は摩擦速度であり Manning 則より次式で評価する。

$$u_* = n \sqrt{g} (h + \zeta)^{1/6} \sqrt{U^2 + V^2} \quad \dots\dots\dots (7.6)$$

比例係数 α の値は未定であり、その値を決定する必要がある。そこで、試行錯誤的に α を1、10、100と変化させ、計算結果（潮差および位相差の分布、流況パターン）への影響を検討して最適な値を決定することとした。その結果、現地観測結果との比較では、 $\alpha = 10$ 程度とした場合に良好な計算結果の得られることが分かった。

表-7.6 大阪湾潮流の数値計算条件等一覧

RUN	Δt (sec)	α	境界条件	f	n	潮	明石海峡流速 (m/s)		友ヶ島水道流速 (m/s)		海峡部潮流位相差 (min)	
							西流最大	東流最大	北流最大	南流最大	上潮時	下潮時
1	20.0	10.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.025	平均大潮	2.30	2.21	1.07	1.07	40.3	32.3
2	20.0	10.0	outV=0	$\omega \sin \phi$	0.025	平均大潮	2.27	2.20	1.07	1.07	35.1	41.8
3	20.0	1.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.025	平均大潮	2.51	2.21	1.21	1.08	35.1	30.0
4	20.0	100.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.025	平均大潮	1.93	2.01	0.93	1.00	36.4	40.5
5	20.0	10.0	smooth	0.0	0.025	平均大潮	2.28	2.25	1.07	1.07	35.1	32.4
6	20.0	10.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.020	平均大潮	2.54	2.27	1.20	1.07	35.1	30.0
7	20.0	10.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.030	平均大潮	2.13	2.13	1.00	1.07	36.4	33.7
8	10.0	10.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.020	平均大潮	2.31	2.21	1.07	1.07	40.3	30.9
9	60.0	10.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.020	平均大潮	2.26	2.13	1.07	1.07	40.3	21.5
10	20.0	10.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.020	小潮	1.10	1.03	0.49	0.49	0.0	6.7
11	20.0	10.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.020	平均潮	1.76	1.63	0.80	0.80	17.5	17.5
12	20.0	10.0	smooth	$\omega \sin \phi$	0.020	最大大潮	3.60	3.50	1.83	1.93	44.5	27.0

(3) 閉境界条件

閉境界に垂直な流速成分を0とする通常の条件の他に、陸地付近における差分計算を行なう場合、境界外の流速を与える必要が生じてくる。そこで、閉境界外流速の取り扱いについて下の2種類の与え方をし比較検討した。

ケース1：境界に平行な流速成分の垂直方向の微係数を0とする。(表-7.6 では smooth と略記)

ケース2：境界外の流速を0とする。(表-7.6 では outV=0 と略記)

境界条件を変えても潮差、位相差および流況への大きな影響は見られなかったが、潮差の分布で若干ケース1の方が優っていたので、それを採用することとした。

(4) マニングの粗度係数

従来大阪湾の潮流計算⁷⁾で用いられている $n=0.025$ 程度を目安に、0.02、0.025、0.03 と変化させて計算結果へ与える影響について検討した。

粗度係数を変えても潮差と位相差の分布には顕著な変化は認められなかったが、図-7.28 の残渣流ベクトル図に示すように、 n を小さくすると沖ノ瀬環流のスケールが大きくなるなどの傾向が見られた。これは、『粗度が大きい模型ほど潮汐残渣環流が小さくなる』ことを示した樋口ら¹⁵⁾による模型実験結果に対応している。本計算では、 $n=0.025$ を採用した。

(5) コリオリ力

従来より大阪湾程度のスケールではコリオリ力の影響は小さいと言われているが、コリオリ力を考慮した場合としない場合の比較を行なった。

いずれの場合も潮差および位相差に関する差異は微小であったが、流況パターンの比較では、コリオリ力を考慮すると、図-7.29 に示されているように、沖ノ瀬環流がわずかに小さく現れる傾向が認められた。しかし、湾全体の流況に与える顕著な影響は見られなかった。

本計算では、コリオリ力を考慮することとした。

最終的に選定された計算条件の下で得られた潮差と位相差の分布を、小潮、平均潮、平均大潮および最大大潮について示したものが図-7.30 である。

5.2 仮想粒子の配置と追跡法

計算されたオイラー流速場での仮想粒子追跡法としては、第3章で記述した Predictor-Corrector 法に乱流拡散を考慮する方法を用いた。乱流拡散係数としては、 $K=10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を用いた。

大阪湾の海水交換を検討するため、下の2つの場合を対象として仮想粒子を配置・追跡した。

(1) 明石海峡の西側海域および友ヶ島水道の南側海域に仮想粒子を配置し、大阪湾内での挙動を追跡するケース。平均潮、平均大潮および最大大潮を対象とした。

(2) 大阪湾内全域に仮想粒子を配置し、湾内での残存数とその分布パターンの変化を追跡するケース。平均潮を対象として、100 周期間計算を実行した。

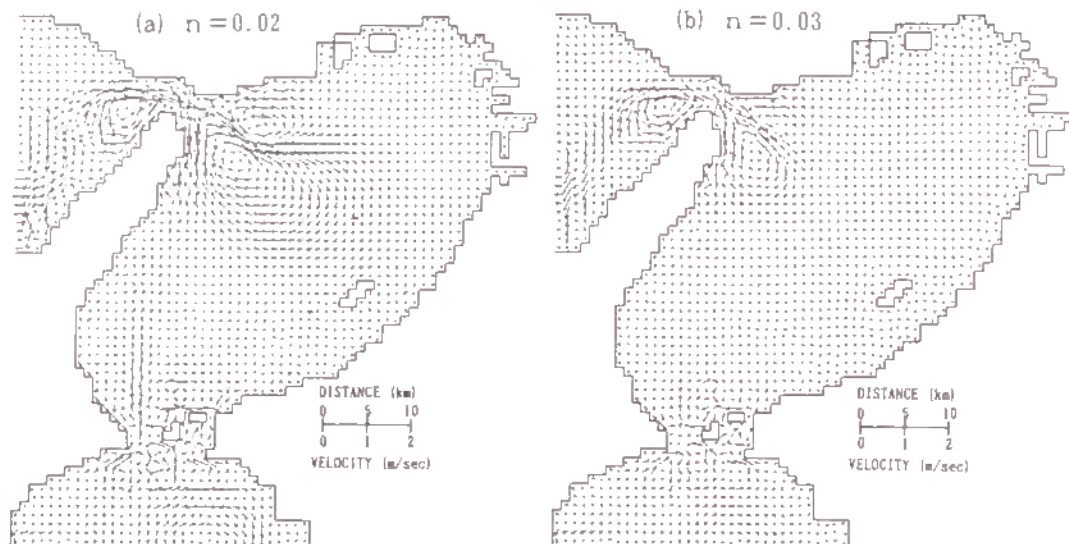


図-7.28 潮汐残渣流に及ぼすマンニングの粗度係数の影響

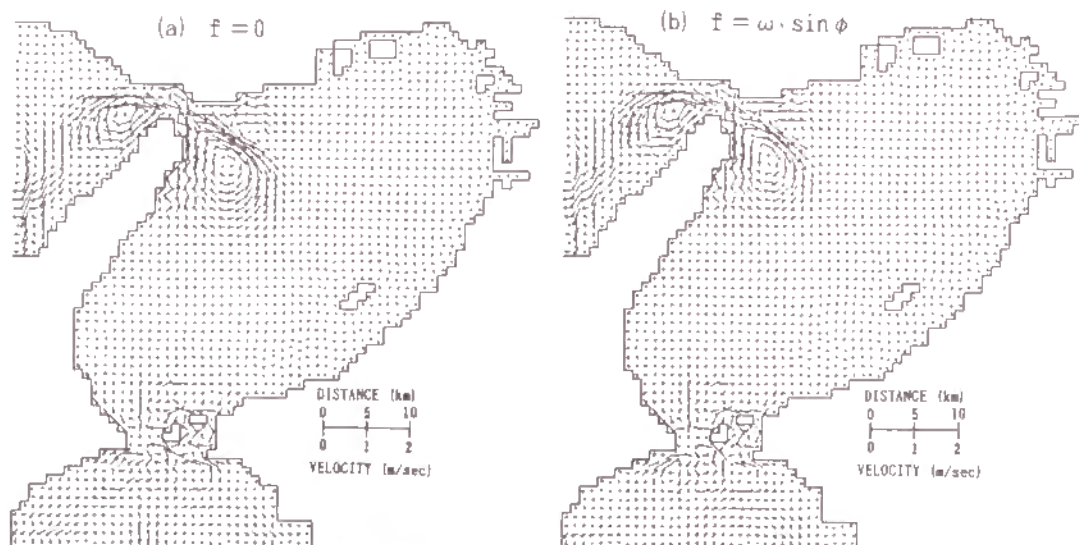


図-7.29 潮汐残渣流に及ぼすコリオリカの影響

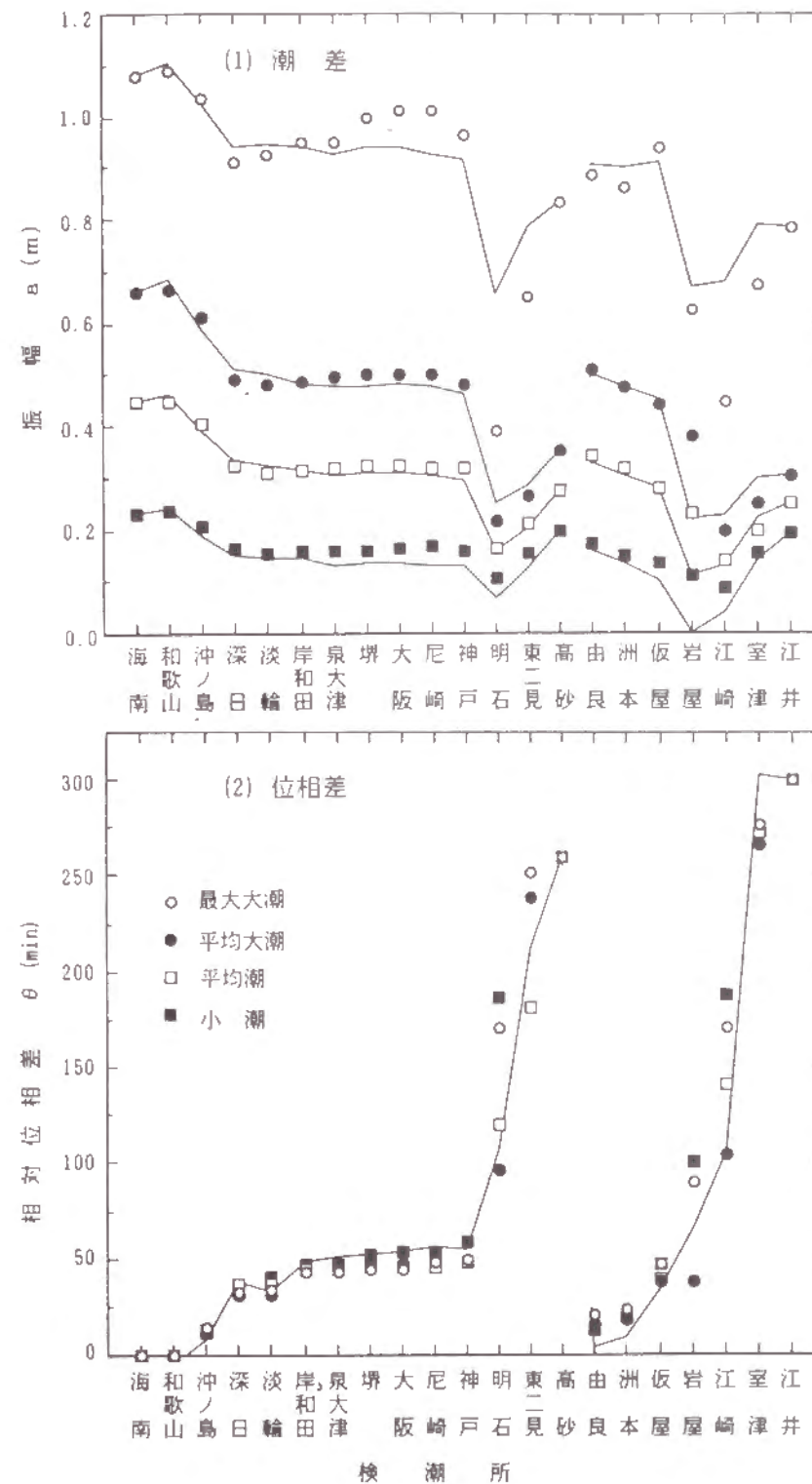


図-7.30 潮差と位相差の分布 (計算結果)

いずれのケースにおいても、1格子内に16個の仮想粒子を配置した。上の(2)での追跡粒子総数は22,543個である。

5.3 数値計算結果

(I) 潮流の特性

平均大潮を対象とした場合の、1周期内での潮流ベクトルの変化を図-7.31に示す。また、1周期間の平均で求めた潮汐残渣流ベクトルを小潮、平均潮、平均大潮および最大大潮について示したものが図-7.32である。第3節で検討したA模型での実験結果と比較すると、次のような特徴がある。

(1) 沖ノ瀬および須磨沖の環流が実験結果と同様に見られる。しかし、1周期を通して実験結果よりはスケールが若干小さく計算されている。

(2) 上げ潮時の主流は実験結果と同じく淡路島東岸沿いを北上しているが、友ヶ島水道から真北に向かう流れの流速が若干大きい(最大2 knotに達する)。

(3) 実験結果では、満潮憩流時に沖ノ瀬付近に顕著な環流が認められたが、計算結果ではその環流は流速も小さく(最大で1 knot程度)顕著に現れてはいない。また湾内全域の流速は微弱で、環流が見られる海域以外では流れが停滞している。

(4) 下げ潮時における主流は、明石海峡を抜けて沖ノ瀬付近に至り湾の南側全域を南下して友ヶ島水道に至る流れであって、実験結果および現地の測流結果を良好に再現している。

(5) 潮汐残渣流の計算結果には、実験と同様に沖ノ瀬環流および友ヶ島反流の存在が見られるが、沖ノ瀬環流はスケールおよび流速が小さく計算されており湾全体の流況へ与える影響も実験結果ほどではない。この差異は、実験では8位相での平均から潮汐残渣流を求めており、厳密には1周期の平均ではないことに起因しているのかも知れない。

上述したように、本計算結果は大阪湾潮流の基本的な流動を比較的良好に再現しているものと見なされるが、計算範囲をもっと広げる必要のあることや現地データ等による詳細な検証が必要である。

(II) 海水交換の特性

平均潮、平均大潮および最大大潮を対象としたケースで、明石海峡および友ヶ島水道を通して大阪湾内に流入した水塊が、潮流による移流と拡散によって湾内に拡がっていく過程を計算した。各潮汐条件に対する計算結果を図-7.33～図-7.35に示している。

基本的には上述した潮流の変化に対応する拡がりを示している。最大大潮の条件であっても、明石海峡から湾内に流入する水塊が湾奥部に到達していないのが特徴的である。なお、図-7.36は、海洋観測衛星「もも」の映像解析より得られた最大大潮時の写真¹⁶⁾であり、海峡部から大阪湾内に流入した水塊の拡がりを示している。ここでの計算結果に極めて類似しており、検証資料となり得るものと考えられる。

次に、平均潮の潮汐条件を対象として、大阪湾内全域に仮想粒子を配置し湾内での残存の分布バタ

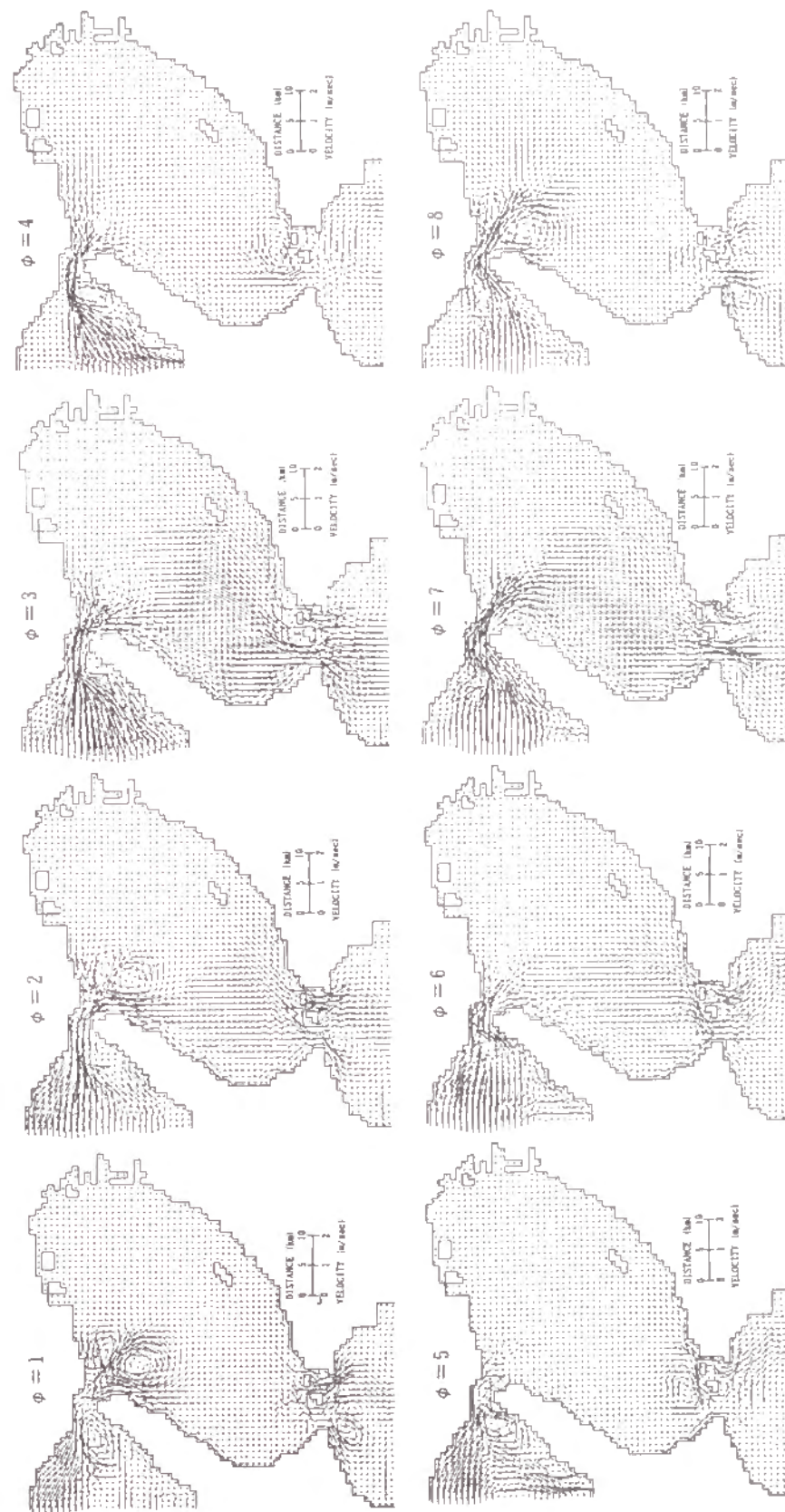


図-7.31 流速ベクトルの時間的变化(平均大潮、数値計算)

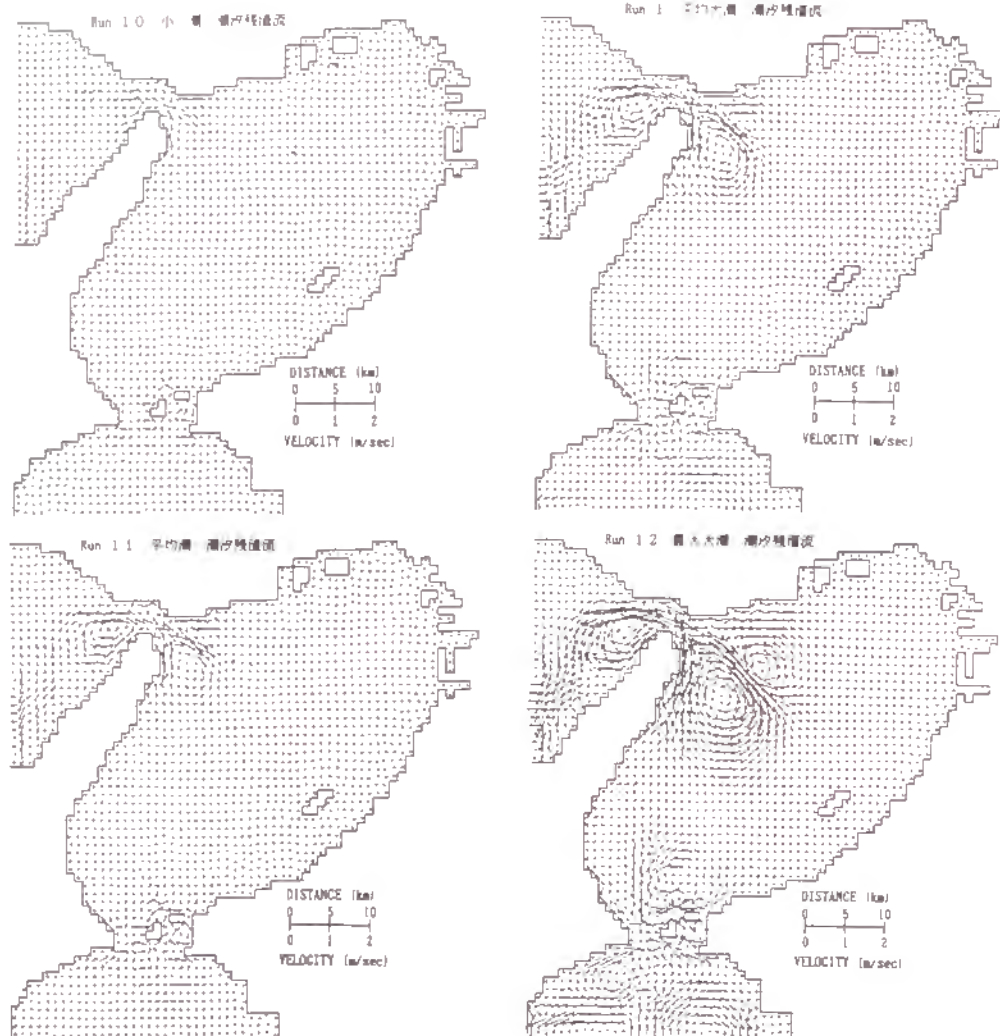


図-7.32 潮汐残流ベクトル (数値計算)

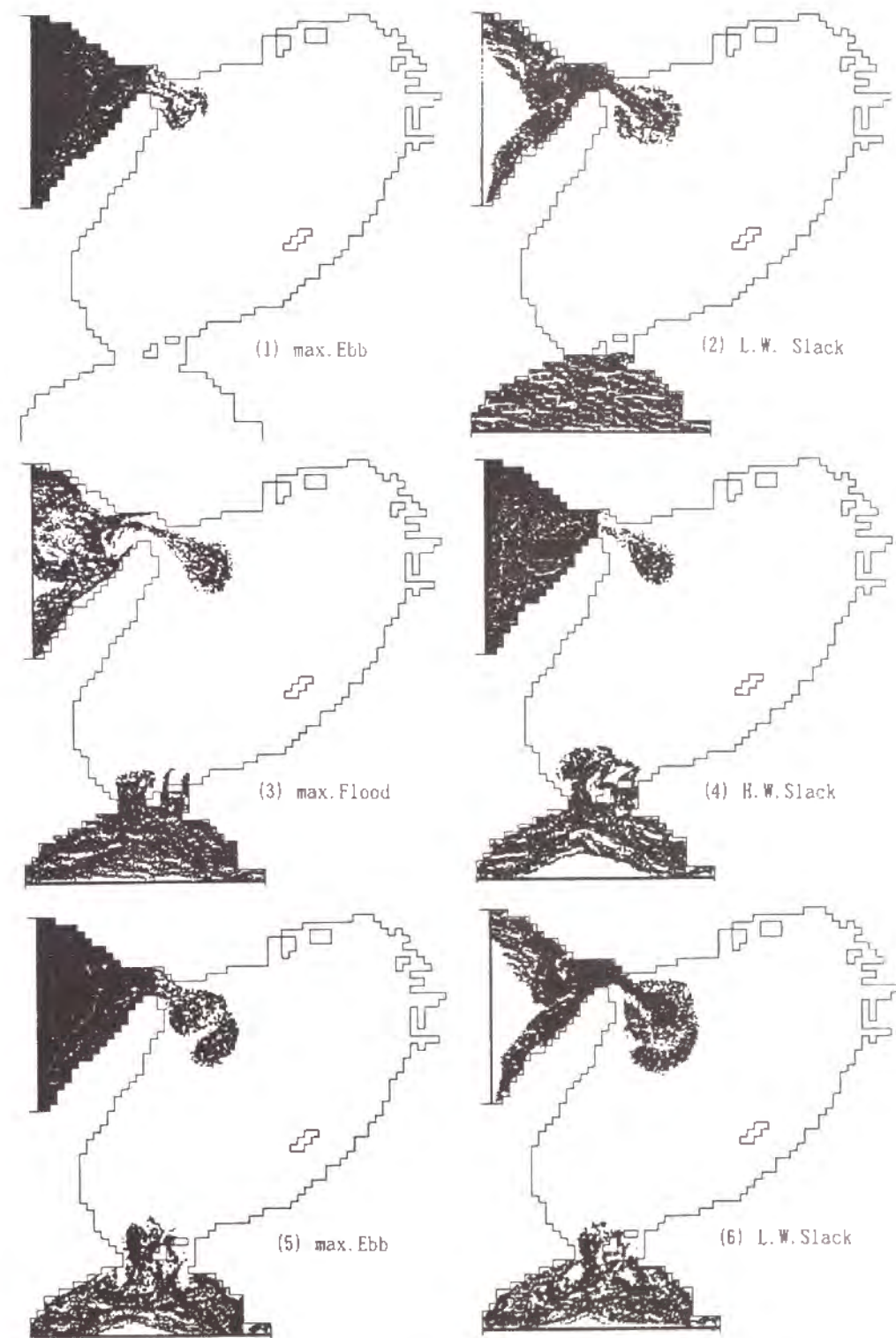


図-7.33 海峡部より投入した仮想粒子の拡がり (平均潮)



図-7.34 海峡部より投入した仮想粒子の拡がり（平均大潮）

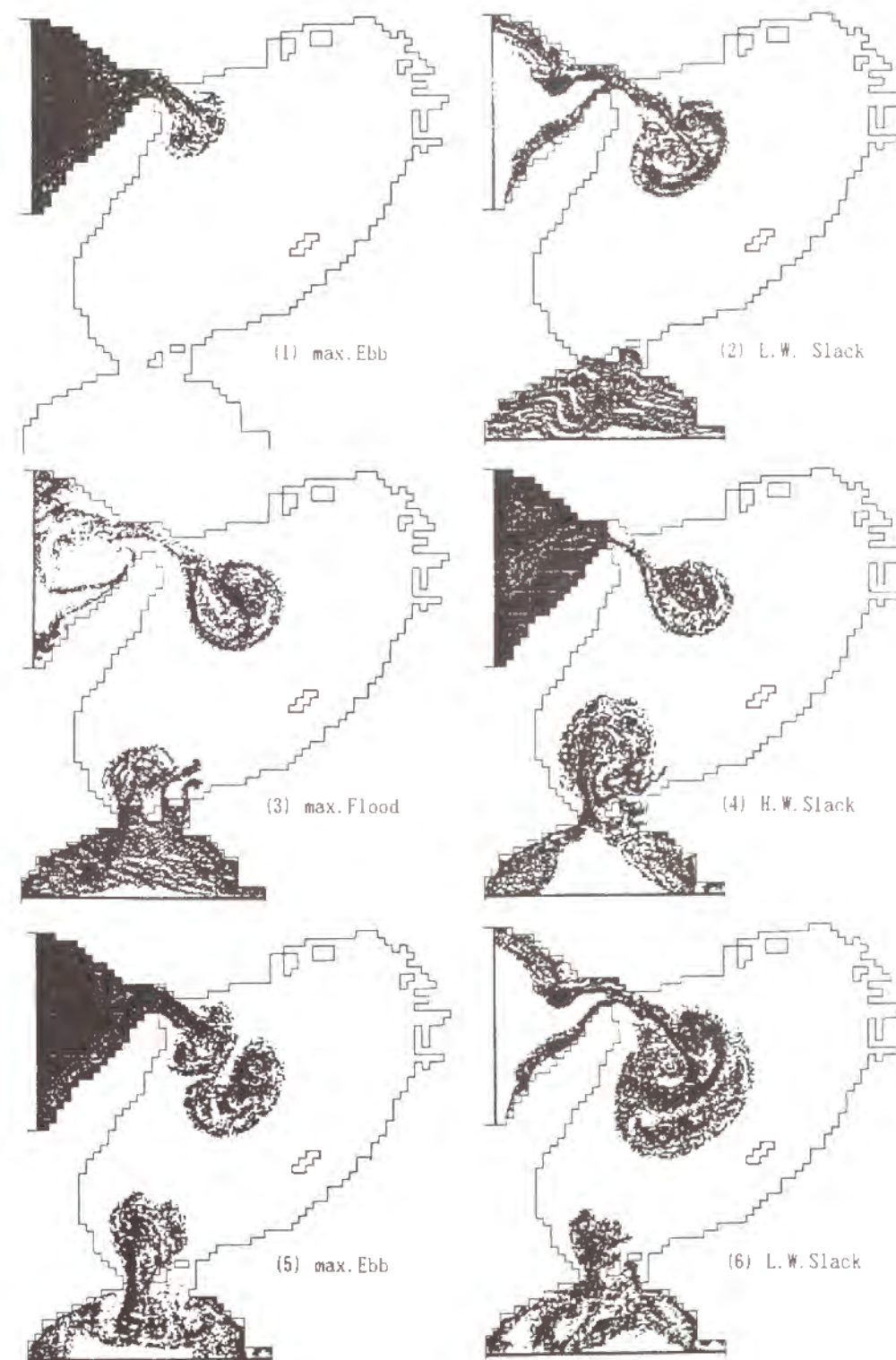


図-7.35 海峡部より投入した仮想粒子の拡がり（最大大潮）



図-7.36 海峡部から大阪湾内に流入した水塊の拡がり
(最大大潮、海洋観測衛星「もも」の映像¹⁰⁾)

ーンの変化を求めた結果を図-7.37 に示している。明石海峡および友ヶ島水道からの流入水が湾奥には容易に到達しないため、100 周期経過後でもその海域にかなり残存・滞留していることが分かる。湾内残存数 N と初期個数 N_0 との比 $r = N/N_0$ の時間的变化を示すと図-7.38 のようである。両海峡部における海水交換により、湾内残存数は時間の経過とともに次第に減少しているものの、100 周期経過後でも約7割が残存しているという結果となっている。

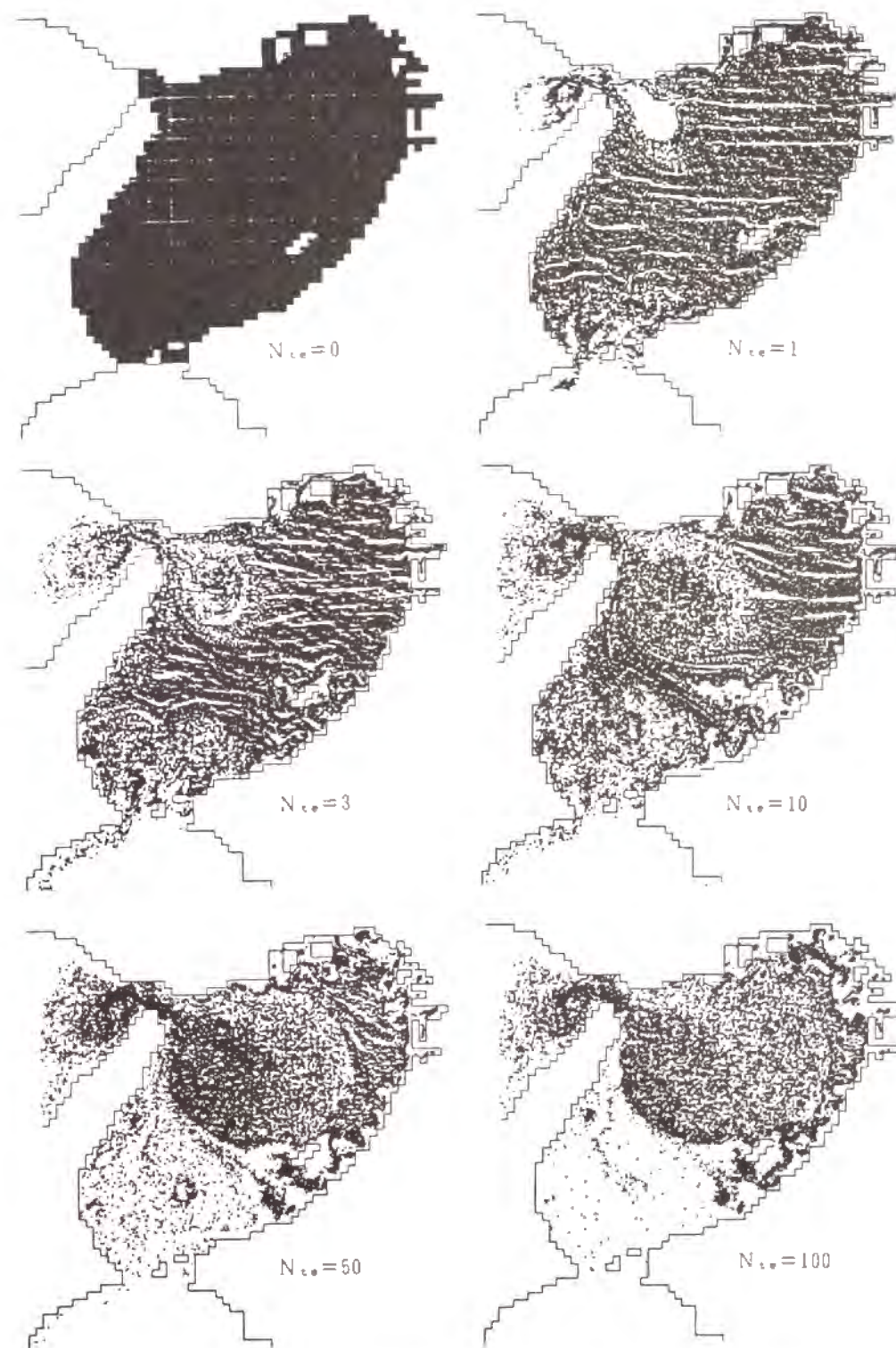


図-7.37 大阪湾内全域に配置した仮想粒子の湾内残存分布(平均潮)

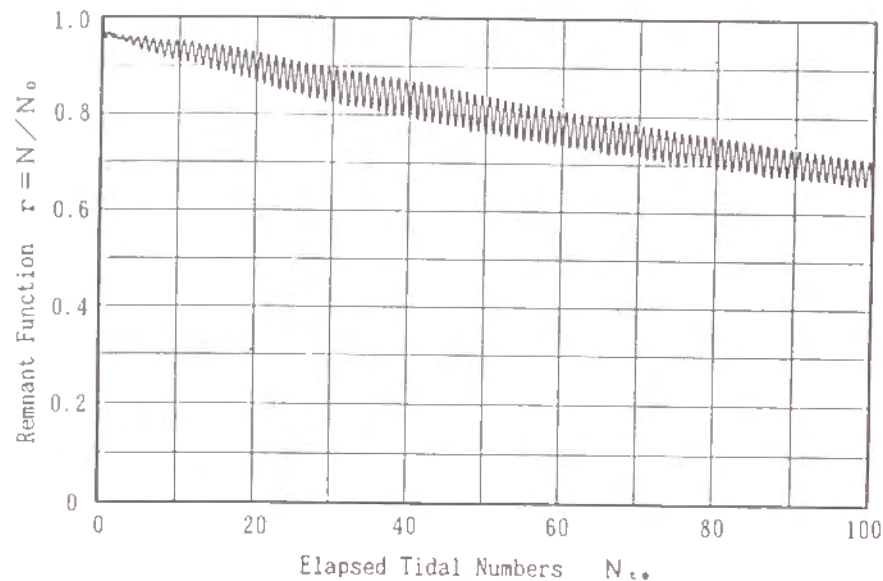


図-7.38 仮想粒子の湾内残存個数より求めた残余関数（平均潮）

第6節 結 語

大阪湾潮流の流動構造および湾口（明石海峡、友ヶ島水道）を通じたの海水交換の構造を、水理模型実験および数値計算によって検討した。湾内の潮流は沖ノ瀬環流で特性づけられ、それが明石海峡を通じたの海水交換構造に対しても重要な役割を担っていることがわかった。また、模型歪みの影響については、歪みの大きな模型ほど潮流速および環流等が大きく現れ、潮流場を過大評価する傾向にあることがわかった。

本研究では河川水の流入を考慮に入れた潮流の特性については検討しておらず、今後は密度差を考慮した検討を実施する必要がある。

参 考 文 献

- 1) 大阪湾長期構想懇談会：オーバルビジョン2025, 1991.
- 2) 國松孝男・村岡浩爾編著：河川汚濁のモデル解析, 技報堂出版, p.239, 1989.
- 3) 海上保安庁：大阪湾潮流図, 海図第 6201 号, 1969.
- 4) 金子安雄・堀江毅・村上和男・上野信行・久保正則：大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験, 港湾技術研究所報告, 第12巻3号, pp.99-201, 1973.
- 5) 工業技術院中国工業技術試験所：瀬戸内海全域の汚濁予測に関する研究報告書, 1980.

- 6) 今本博健・大年邦雄・木戸研太郎：大阪湾における潮流の流動特性に関する模型実験, 京都大学防災研究所年報, 第31号B-2, pp.793-806, 1988.
- 7) 金子安雄・堀江毅・村上和男：ADI 法による潮流と汚染拡散の数値計算—大阪湾に適用した場合について—, 港湾技術研究所報告, 第14巻1号, 1975.
- 8) 大西行雄：大阪湾の恒流に関する数値実験, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.514-518, 1979.
- 9) 海上保安庁：日本沿岸潮汐調和定数表, 1983.
- 10) 藤原建紀：岸近くの潮流の特異性とそのシミュレーション, 土木学会水理委員会, 水工学シリーズ, 90-B-9, 1990.
- 11) 第五管区海上保安本部水路部監修：沿岸域情報ハンドブック, —大阪湾・播磨灘・紀伊水道・土佐湾—, 1990.
- 12) 上嶋英機・橋本英資・山崎宗弘・宝田盛康：瀬戸内海の海水交換機構—ラグランジュ的手法による水理模型実験—, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.665-669, 1984.
- 13) 今里哲久・淡路敏之：明石・鳴門海峡を通しての海水交換の数値実験, 沿岸海洋研究ノート, 第20巻, 第1号, pp.19-32, 1982.
- 14) Stelling, G.S., A.K. Wiersma and J.B.T.M. Willemse: Practical Aspects of Accurate Tidal Computations, Proc.ASCE, Vol.112, HY9, pp.802-817, 1986.
- 15) 樋口明生・安田秀一・早川典生：瀬戸内海水理模型における縮率効果に関する実験的研究, 京都大学防災研究所年報, 第19号B-2, pp.397-409, 1976.
- 16) 毎日新聞朝刊, 第1面, 1993年1月26日.

本研究は、閉鎖性海域における潮流と海水交換の基本的な特性について、基礎実験と数値シミュレーションの両面から検討を加えたものである。以下、本研究で得られた結果と今後の課題を要約して結論とする。

第1章では、水流に関する環境アセスメントにおける配慮項目について要約し、今後の環境アセスメントのあり方を考える上で、広域的あるいは狭域的な海水交換性に関する検討をもっと重要視する必要があることを強調した。

第2章では、湾域における水理現象の基本的な特性とその解析法を要約した。まず、外海－内湾系の潮位変動について検討し、外海潮位の変動に伴う内湾潮位の基本的な応答特性を示した。基礎方程式の摩擦項を線形で与えると、非線形とした場合よりも、内湾域の潮位変動の減衰が大きく外海との位相遅れも大きく評価されることを明らかにした。次に、海洋での拡散係数を推定する方法の中から瞬間点源実験と粒子群分散法を取上げ、それぞれの方法を詳述した。さらに、海水交換現象の取扱いを明確にし、従来から提案されている各種の解析モデルの概要を示した。

第3章では、潮流と海水交換の数値モデルについて取りまとめた。潮流の数値モデルとして ADI法に基づいた差分モデルを示し、解法について詳述した。また、海水交換現象を数値モデルとして取扱う上で最も自然な方法と考えられるオイラー・ラグランジュ法について、基本的な考え方と解析法を取りまとめた。

第4章では、環境アセスメントの一手法として用いられる水理模型実験法について取りまとめた。まず、潮流に関するフルードの相似則を示すとともに、拡散現象の相似則における模型歪みの影響について検討し、ひずみ模型では、水平混合を過大に、鉛直混合を過小に再現することを示した。さらに、実験手法については、トレーサー法による水面流況の可視化計測、河川水拡散実験、海水交換実験を取上げ、著者の経験を織り混ぜて注意点等を要約して示した。

第5章では、海岸線に沿うくぼみ状の湾や河川感潮域内の掘り込み港湾などのように、外部水域の流動に対して湾内での流動が著しく縮小された水域を、外部水域の潮流方向に対して直角に開口した矩形状の湾として取り扱い、湾内の流動と海水交換について実験と数値計算の両面から検討した。まず、対象とした場の潮流を実験的に調べ、湾口付近に形成される環流の生成・発達・減衰・消滅の過程を明らかにした。また、湾内外の海水交換機構は、この環流のライフサイクルに基づいて説明できること、および転流時の環流崩壊時における強い潮流シアーによって交換が生じることを明らかにした。次に、実験を対象とした数値シミュレーションを実施し、実験結果を良好に再現するシミュレーション結果を得た。海水交換に関するシミュレーション結果に基づいて、上述した湾口環流の影響範囲は湾口幅の約 1.5倍と推定した。

第6章では、海峡部を通じての内湾と外海との海水交換の機構を、底が平坦な長方形湾を対象として、実験および数値計算によって検討した。海峡部における海水交換は、海峡を挟む両海域に形成される環流に支配されこれら両環流からなる8の字型の経路に沿って生じること、およびその交換特性は環流の開鎖度により決まることを示した。すなわち、流線が閉じている時間が長く流速の大きい環流ほど開鎖度が高く、より多くの物質を trap する性質を持つことを明らかにした。スケールが大きく開鎖度の高い環流内では、外周の流速が中心部のそれより極端に大きくなるために、中心付近の水塊は停滞し殆ど移動しないことがわかった。また、開鎖性の高い湾内を仕切ることによって、2つの新たな環流からなる8の字構造の交換が生じ、これにより湾内水と外海水との交換を促進する可能性のあることを示唆したが、これについてはさらに検討が必要である。

第7章では、前章までの応用研究として、大阪湾を対象とした水理模型実験と数値シミュレーションを行い、湾内の潮流と海水交換について検討した。大阪湾の潮流は、いわゆる『沖ノ瀬環流』で特性づけられること、いずれの潮時においても水深 20m以浅の海域の流速は微弱であって、開鎖性が問題となり得る海域であることを示した。さらに、その沖ノ瀬環流の消長を調べ、環流は下げ潮最盛時以降に生成され干潮憩流時付近と満潮憩流時付近でスケールが極大となること、その時の直径はおおよそ 15km 程度であることがわかった。この沖ノ瀬環流は大阪湾内水の海水交換に対して大きな影響を持っていることを示し、大阪湾内水の平均滞留時間を 1.7ヶ月程度と推定した。本章では、ひずみ模型の影響について検討しており、ひずみの大きな模型ほど潮流の流動を大きく再現することを明らかにした。また、潮流の数値シミュレーションにおいては、水平渦動粘性係数を摩擦速度と水深の積に比例する形で与えて良好な結果を得た。マンニングの粗度係数を変えても湾内の潮位変動特性に顕著な変化は認められなかったが、粗度係数を小さくすると沖ノ瀬環流のスケールが大きくなる傾向が見られた。本計算では、 $n=0.025$ を採用した。コリオリ力を考慮すると、沖ノ瀬環流がわずかに小さく現れる傾向が認められたが、湾全体の流況に与える顕著な影響は見られなかった。海水交換に関する数値シミュレーションでは、明石海峡および友ヶ島水道の両海峡部から大阪湾内に流入した水塊の拡がりを示す衛星画像に極めて類似した計算結果が得られ、本計算手法の妥当性が示された。

上述したように、本研究では、実験手法と数値シミュレーション手法の両手法を併用して、開鎖性海域における潮流と海水交換について検討したものである。数値シミュレーション手法では、格子間隔以上のスケールを持つ流動は再現されないこと、および基礎式中の物理定数の与え方によっては計算結果に顕著な差異を生じるなどの不明確な点があり、計算結果の妥当性を検証するためのデータが必須である。しかし、実験では設定するのが困難な条件下での現象を取扱うことが可能であるなどの長所がある。一方、実験手法は、その実施に多大の時間と労力を要するが種々のスケールの現象が再現され、数値シミュレーション手法では見出されないような現象を明らかにできる可能性を持っている。ただし、模型実験においては模型ひずみの影響について未だ明確でない点が多い。また、実験結果の妥当性を検証するためのデータが必要であることは数値シミュレーションの場合と同様である。両手法がもつこのような特質を互いに相補うような方向で研究を進めてゆく必要があろう。

本研究では河川水の流入等による密度差を考慮に入れた検討をしておらず、今後の課題である。さらに、本研究で対象とした流れの構造は水平二次元的なものだけであり、三次元的地形にともなう流れの構造と海水交換機構についても検討を実施する必要がある。

最後に、本研究を遂行するにあたり、終始一貫して懇切丁寧な御指導を賜った京都大学防災研究所教授、今本博健先生に深甚の謝意を表します。また、データ解析等について御教示頂いた京都大学防災研究所助手、石垣泰輔先生に深謝する次第であります。本研究で実施した水理実験は全て京都大学防災研究所附属宇治川水理実験所において行われたものであって、北川吉男技官、藤原清司技官をはじめ当時の職員の皆様には、実験装置の作成等において大変お世話になりました。ここに記して、感謝の意を表します。